

# ANNALEN DER PHYSIK

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH  
F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF,  
G. u. E. WIEDEMANN, P. DRUDE

VIERTE FOLGE

BAND 73  
DER GANZEN REIHE 378. BAND

KURATORIUM:  
M. PLANCK, E. WARBURG

UNTER MITWIRKUNG  
DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT  
HERAUSGEgeben von

W. WIEN UND M. PLANCK

MIT EINEM BILDNIS UND VIER TAFELN



I 9 2 4

---

LEIPZIG · VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH



1 9 2 4

JAN 11 1924

JAN 11 1924

N r. 1/2

PERIODICAL ROOM  
GENERAL LIBRARY  
UNIV. OF MICH.

# ANNALEN DER PHYSIK

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH  
F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF,  
G. u. E. WIEDEMANN, P. DRUDE

VIERTE FOLGE  
BAND 73  
DER GANZEN REIHE 378. BANDES 1. 2. HEFT

HEFT 1/2

KURATORIUM:  
M. PLANCK, G. QUINCKE, E. WARBURG

UNTER MITWIRKUNG  
DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT  
HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK

MIT EINER TAFEL



LEIPZIG

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen und der Verlagsbuchhandlung entgegengenommen. Im Jahre 1924 erscheinen Bd. 73, 74 und 75 à 8 Hefte. Preis von Band 73 für Belgien u. Luxemburg Fr. 90.—, Frankreich Fr. 77.50, Dänemark Kr. 26.—; England £ 1.—; Finnland Marka 162.50; Holland fl. 11.50; Japan £ 1.—; Italien Lire 100.—; Norwegen Kr. 30.—; Schweden Kr. 17.50; Schweiz Fr. 25.—, Spanien Pes. 33.—; U.S.A. \$ 4.50.

# Inhalt.

	Seite
1. E. Rupp. Über die Zentren der Lichtemission der Alkalien. Hierzu Tafel I . . . . .	1
2. E. Maey. Bemerkungen zu der Abhandlung von Friedrich Kottler „Zur Theorie der Beugung an schwarzen Schirmen“	16
3. A. Schaufelberger. Über das normale Kathodengefälle in der Luft . . . . .	21
4. Adolf Scheibe. Untersuchungen über die Erzeugung sehr kleiner Wellen mit Glühkathodenröhren nach Barkhausen und Kurz . . . . .	54
5. P. Lenard. Über die Lichtfortpflanzung im Himmelsraum . .	89
6. Rudolf Tomaschek. Über das Verhalten des Lichtes außer- irdischer Lichtquellen . . . . .	105
7. E. Rupp. Über Leitfähigkeitsänderung der Phosphore durch Kathodenstrahlen . . . . .	127
8. W. Kast. Anisotropie der flüssigen Kristalle bezüglich ihrer Dielektrizitätskonstanten und ihrer elektrischen Leitfähigkeit .	145

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren  
besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr **Geh. Hofrat Prof. W. Wien**  
übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse  
ist: **München, Leopoldstraße 91.**

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in  
den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu  
überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen,  
welche vom Verlag bekannt gegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 50 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit  
kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies  
bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen  
erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden  
Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhand-  
lungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist  
ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den  
Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manu-  
skript selbst einzzeichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den  
Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau  
anzugeben, wo sie hingehören.

**Zitate** sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes  
(nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten  
der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens,  
der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.



9.  
10.  
11.

1.  
2.  
3.  
4.  
5.  
6.  
7.  
8.

1.  
2.  
3.  
4.

gen.  
Herr.  
stöks

## Inhalt.

### Vierte Folge. Band 73.

Erstes und zweites Heft.	Seite
1. E. Rupp. Über die Zentren der Lichtemission der Alkalien. Hierzu Tafel I . . . . .	1
2. E. Maey. Bemerkungen zu der Abhandlung von Friedrich Kottler „Zur Theorie der Bengung an schwarzen Schirmen“	16
3. A. Schaufelberger. Über das normale Kathodengefälle in der Luft . . . . .	21
4. Adolf Scheibe. Untersuchungen über die Erzeugung sehr kleiner Wellen mit Glühkathodenröhren nach Barkhausen und Kurz . . . . .	54
5. P. Lenard. Über die Lichtfortpflanzung im Himmelsraum .	89
6. Rudolf Tomaschek. Über das Verhalten des Lichtes außer- irdischer Lichtquellen . . . . .	105
7. E. Rupp. Über Leitfähigkeitsänderung der Phosphore durch Kathodenstrahlen . . . . .	127
8. W. Kast. Anisotropie der flüssigen Kristalle bezüglich ihrer Dielektrizitätskonstanten und ihrer elektrischen Leitfähigkeit .	145

*Ausgegeben im Dezember 1923.*

### Drittes und viertes Heft.

1. Max Wien. Über die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes für Elektrolyte bei sehr hohen Feldstärken . . . . .	161
2. W. Seitz. Über die Asymmetrie der Elektronenemission an sehr dünnen Metallschichten unter der Einwirkung von Röntgen- strahlen . . . . .	182
3. M. v. Laue. G. A. Schott's Form der relativistischen Dynamik und die Quantenbedingungen . . . . .	190
4. Gustav Mie. Abklingungszeit und Verweilzeit angeregter Atome . . . . .	195

	Seite
5. A. Sommerfeld. Zur Theorie der Multipletts und ihrer Zeemaneffekte . . . . .	209
6. E. Rüchardt. Über den Zusammenhang zwischen Kernneutralisierung und Sekundärstrahlung bei den $\alpha$ -Strahlen und Kanalstrahlen . . . . .	228
7. F. Harms. Über die elektrischen Erscheinungen bei der Reaktion zwischen Chininsulfat und Wasserdampf . . . . .	237
8. K. Krüger und J. Zenneck. Über das Dämmerungssehen mit Ferngläsern . . . . .	242
9. R. Seeliger und J. Schimek. Über die normale kathodische Stromdichte der Glimmentladung . . . . .	249
10. H. Rau. Beobachtungen über den Dopplereffekt an Linien und Bandenspektren der Kanalstrahlen . . . . .	266
11. Max Planck. Über die Natur der Wärmestrahlung . . . . .	272
12. Th. Des Coudres. Beschränkte Mischbarkeit von Materie oberhalb der kritischen Temperatur . . . . .	289

Ausgegeben im Januar 1924.

Fünftes und sechstes Heft.

1. Franz Selety. Unendlichkeit des Raumes und allgemeine Relativitätstheorie . . . . .	291
2. M. Jakobson. Über die photographische Wirkung der Kanalstrahlen . . . . .	326
3. A. Rubinowicz. Zur Kirchhoffschen Beugungstheorie . . . . .	389
4. Nikhilranjan Sen. Über die Grenzbedingungen des Schwerfeldes an Unstetigkeitsflächen . . . . .	365
5. A. H. Bucherer. Die Rolle des Standorts in der Relativitätstheorie. Eine Antwort auf die Kritik des Hrn. A. Wenzl . . . . .	397
6. A. Brandt. Über die Beziehung zwischen der Gleichung von van der Waals und der Formel von Trouton . . . . .	408
7. A. Brandt. Über die Verdampfungswärme und den Druck gesättigter Dämpfe bei sehr niedrigen Temperaturen . . . . .	406
8. A. Brandt. Die thermodynamische Fläche des Wassers . . . . .	409
9. A. Brandt. Über die Differenz der spezifischen Wärmen, bei konstantem Volumen, einer Flüssigkeit und ihres Dampfes . . . . .	412
10. A. Brandt. Betrachtungen über den Kohäsionsdruck . . . . .	415
11. Übernahme von photometrischen Registrierungen durch die Physikalisch-Technische Reichsanstalt . . . . .	426
12. Günter Wuckel. Über eine neue Methode zur Messung von Drahtwiderständen bei sehr schnellen Schwingungen . . . . .	427
13. Otto Halpern. Zur Photophorese . . . . .	457

	Seite
14. L. Citron. Über das Verhalten des Viellinienspektrums des Wasserstoffs bei tiefen Temperaturen . . . . .	470
15. Georg Jacoby. Nachtrag zur Arbeit „Über die elektrische Polarisation des Dielektrikums“ . . . . .	477

*Ausgegeben im Februar 1924.*

**Siebentes und achtes Heft.**

1. W. Wien. Über Messungen der Leuchtdauer der Atome und der Dämpfung der Spektrallinien. III. Hierzu Tafel II u. III	483
2. W. Friedrich und M. Bender. Über gestreute Röntgenstrahlung. I. Teil: Die azimutale Verteilung der Röntgenstreustrahlung . . . . .	505
3. Wilhelm Heraeus. Die Abhängigkeit der thermoelektrischen Kraft des Eisens von seiner Struktur. Hierzu Tafel IV . . . . .	554
4. A. Michels. Genauigkeit und Empfindlichkeit einer Druckwage mit einem sogenannten Amagatzylinder . . . . .	577
5. Alice Golsen. Über eine neue Messung des Strahlungsdeucks . . . . .	624
6. K. W. Meißner. Über Lyman-Geister in den Wellenlängenmessungen des ultraroten Neonspektrums . . . . .	648
7. Gregor Wentzel. Funkenlinien im Röntgenspektrum (Nachträge) . . . . .	647
8. E. Rupp. Bemerkung zu meiner Arbeit: „Über die Zentren der Lichtheission der Alkalien“ . . . . .	660

*Ausgegeben im März 1924.*

## Nachweis zu den Figurentafeln.

---

Tafel I. E. Rupp.

„ II } W. Wien.

„ III } W. Heraeus.

# ANNALEN DER PHYSIK.

## VIERTE FOLGE. BAND 73.

### 1. Über die Zentren der Lichtemission der Alkalien; von E. Rupp.

(Aus dem Radiologischen Institut der Universität Heidelberg.)

(Hierzu Tafel I.)

Die Frage nach der Natur der Emissionszentren der Spektrallinien der Metalle, besonders nach deren elektrischem Ladungszustand, ist bekanntlich zuerst und nahe gleichzeitig von den Hrn. J. Stark und P. Lenard ins Auge gefaßt und in eingehenden Experimentaluntersuchungen behandelt worden, wobei Hr. Lenard zumeist auf die Alkalimetalle die Aufmerksamkeit konzentrierte. Die bisherigen Ergebnisse der beiderseitigen, in ihren Fortsetzungen über 20 Jahre sich erstreckenden Untersuchungen führten nicht zu voller Übereinstimmung. Doch schienen alle vorhandenen Kenntnisse in einfachster Auffassung anzudeuten, daß die Emission der Hauptserie dem neutralen Metallatom der Alkalien, die der Nebenserien dem positiv geladenen Metallatom zukäme<sup>1)</sup>, Schlüsse, die aus reichvariiertem Beobachtungsmaterial, besonders über elektrische Wanderung der leuchtenden Metall-dämpfe in Flammen und im elektrischen Bogen gewonnen wurden.

Wie das Folgende zeigen soll, sind wir jetzt in der Lage, diese Schlüsse dahin zu erweitern und zu verfeinern, daß die Emissionszentren der Hauptserie in der Tat elektrisch neutral sind, sowohl vor (bei der Erregung) der Emission als auch während der Emission, daß aber die Zentren der Nebenserien zwar vor (bei der Erregung) ihrer Emission positiv geladen, während der Emission hingegen neutral sind. Die Möglichkeit solcher Unterscheidung zwischen dem Zustand kurz vor (bei der Erregung) der Emission und dem Zustand während der

1) Historisches und Zusammenfassung zur bisherigen Entwicklung des Gegenstandes mit eingehenden Literaturangaben bei J. Stark, Nobelpreisvortrag (Hirzel, Leipzig 1920) und A. Hörnle, Jahrb. d. Radioakt. u. Elt. 18. S. 319. 1921.

Emission selbst (während des Abklingens) war gegeben durch Untersuchungen an leuchtenden Metallkanalstrahlen in vollständigem Vakuum. Hr. W. Wien<sup>1)</sup> hat bekanntlich zuerst (1908) Kanalstrahlen in hohem Vakuum beobachtet, indem er Erzeugungsraum und Beobachtungsraum getrennt mit gesonderten Pumpen versah, wobei ein enger Kanal beide Räume miteinander verband.<sup>2)</sup> Die neueren Pumpvorrichtungen erlauben nun, das durch den Kanal stets in den Beobachtungsraum eintretende Gas mit so großer Geschwindigkeit abzusaugen, daß man dem vollständigen Vakuum im Beobachtungsraum so weit genügend nahe kommt, daß die Zusammenstöße der Kanalstrahlatome mit ruhenden Atomen des Beobachtungsraums nicht mehr merklich störend mitwirken. So war es zum erstenmal möglich geworden, im Leuchten begriffene, als Kanalstrahl bewegte Atome ganz sich selbst überlassen zu beobachten und auf ihren elektrischen Ladungszustand zu untersuchen.<sup>3)</sup>

Bei Durchführung der vorliegenden Versuche zeigte sich, daß man je nach dem Vakuum im Beobachtungsraum grundsätzlich zu unterscheiden hat:

I. *Abklingleuchten*. Das Atom wird im Kanal zum Leuchten erregt und gibt im hochevakuierten Beobachtungsraum sein Lichtquant ab, ungestört durch andere Atome.

II. *Umladeleuchten*. Bewegte Atome werden im Kanal teilweise, aber auch im weniger gut evakuierten Beobachtungsraum zum Leuchten erregt und geben Lichtquanten ab, häufig nicht ungestört durch andere Atome.

Die *Bahn im Abklingleuchten* ist also die *Bahn der erregten Atome während der Emission* des Lichtquants. Im Abklingleuchten läßt sich also aus der Bahn im elektrischen Feld die Ladung des Atoms während der Lichtemission bestimmen.

Die Bahn im Umladeleuchten ist zunächst die Bahn des unerregten Atoms, das durch Nähewirkung mit anderen Atomen

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 27. S. 1025. 1908.

2) Die Methode ist entsprechend der von Hrn. Lenard schon 1894 für Kathodenstrahlen mit dem Erfolg der Möglichkeit reiner Versuche eingehend angewandten. Die große Schwierigkeit bei Kanalstrahlen lag nun darin, daß für dieselben keine gasdichten, durchlässigen Wände vorhanden sind, sondern eben der enge Kanal an deren Stelle treten muß.

3) W. Wien, Ann. d. Phys. 69. S. 325. 1922.

erregt wird und dann während der Emission zunächst in der Tangente seiner ursprünglichen Bahn fortfliegt.<sup>1)</sup> Der feststellbare Leuchtweg setzt sich aus lauter solchen Tangentenstücken der emittierenden Atome des Strahls zusammen; die Länge des einzelnen Tangentenstückes wird bestimmt durch die Häufigkeit von Störungen durch Zusammenstöße der erregten Atome mit unerregten. Erhöhung des Gasdruckes im Beobachtungsraum wird die Häufigkeit der Störungen vergrößern und dadurch einen diffuseren Leuchtweg verursachen. Man kann jedoch das Vakuum im Beobachtungsraum so wählen, daß der Strahl auf einer beträchtlichen Wegstrecke zusammenbleibt. In diesem Falle läßt sich also *aus dem Umladeleuchten im elektrischen Feld Bahn und Ladung des Atoms vor seiner Emission* (bei der Erregung) bestimmen. Dieses Umladeleuchten ist offenbar analog zu erwarten dem Leuchten der Atome in Flammen und im elektrischen Bogen, wo ebenfalls häufige Zusammenstöße, verbunden mit Ladungswechsel, statthaben.

Hrn. W. Wiens Untersuchungen des reinen Abklingleuchtens an Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Quecksilber hatten gezeigt, daß sein früher schon an Quecksilberkanalstrahlen<sup>2)</sup> mit Wahrscheinlichkeit gezogener Schluß, daß die Lichtemission der Bogenserienlinien in elektrisch neutralem Zustand des Atoms vor sich geht, zu Recht besteht. Es war nun nach den eingangs erwähnten vielen Beobachtungen der Alkalien von besonderem Belang, auch bei diesen Atomen das reine Abklingleuchten zu beobachten.

Vorliegende Untersuchung über die Träger der Lichtemission von Lithium, Natrium und Kalium schließt sich daher an die Wiensche Methode an und verwirklicht durch verschiedenen Gasdruck im Beobachtungsraum den Fall des Abklingleuchtens wie des Umladeleuchtens; an Stelle von Kanalstrahlen wurden dabei die von Hrn. Gehrcke<sup>3)</sup> zuerst hergestellten *Anodenstrahlen* obiger Alkalien benutzt.

1) Es ist dies die von Hrn. Reichenheim (Ann. d. Phys. 83. S. 760. 1910) zur Erklärung seiner und der Versuche Hrn. Lenards angegebene Deutungsmöglichkeit. Vgl. auch Hörnle, a. a. O. S. 322.

2) Ann. d. Phys. 30. S. 368. 1909.

3) Ann. d. Phys. 25. S. 877. 1907.

Die *Versuchsröhre* ist in Fig. 1 dargestellt<sup>1)</sup>: *ER* ist der Erzeugungsraum der Anodenstrahlen, *Me* ein Metallkopf mit dem Kanal und *BR* der Beobachtungsraum mit Kondensator. Das Salzpräparat der Anode *A* sitzt am Ende eines Glasrohres, das die Stromzuleitung *Z* enthält und durch den Schliff *S* herausgenommen werden kann. Bei *Kp* ist eine enge Kapillare angeschlossen, durch die Wasserstoff oder auch Sauerstoff zugeleitet werden kann, um einerseits das Hartwerden der Röhre zu verhindern, andererseits aber auch zugleich mit den Anodenstrahlen die Kanalstrahlen des zugeführten

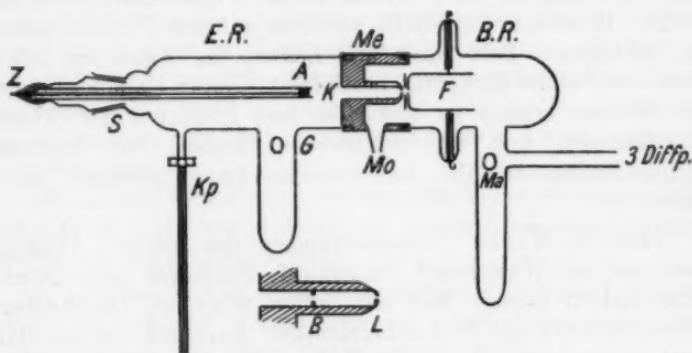


Fig. 1.

Gases als Vergleichsspektrum stets mitzuphotographieren. Durch zugeführten Sauerstoff ließ sich auch die Versuchsanordnung auf Erreichen des Abklingleuchtens prüfen. Eine Gaedetrommelpumpe an *G* evakuierte *ER*. In den Metallkopf *Me* aus Aluminium und Messing waren *ER* und *BR* eingekittet. Der Kanol *K* ist nochmals besonders gezeichnet. Eine 30 mm lange Bohrung von 4 mm Durchmesser war durch ein Metallblättchen (*L*) von 2 mm Dicke abgeschlossen, in dessen Mitte sich ein Loch von 0,2 mm Durchmesser befand. Der eigentliche Spalt hatte also 2 mm Länge und 0,2 mm Durchmesser. In der vorderen weiten Bohrung war noch eine Blende *B* eingesetzt mit 2 mm Öffnung. Sie hatte den Zweck unter schiefem Winkel in den Kanal eintretende Gasmoleküle abzufangen und in der

1) In der Fig. 1 ist gegenüber der verwendeten Röhre die Dicke zu groß gegen die Länge gezeichnet.

Hauptsache nur die Moleküle mit Bewegung in Richtung des Strahles, also parallel zur Bohrung durchzulassen. Der Raum *BL* stellt so eine Zwischendruckstufe zwischen Erzeugungsraum und Beobachtungsraum dar, eine Einrichtung, die sich gut bewährt hat. Der Metallkopf trägt außerdem noch einen Metallschliff, der mit weitem Ansatzrohr an eine Gaede-sche Molekularpumpe angeschlossen ist. Die durch das weite Ansatzrohr mit kräftiger Saugleistung wirkende Molekularpumpe pumpt also unmittelbar am Spaltende die in den Beobachtungsraum einströmenden Gase ab, welche Einrichtung die Zahl der an den Beobachtungsraum angeschlossenen Diffusionspumpe auf 3—4 verringern ließ. Der Spalt war in Richtung des Beobachtungsraums mit einem 0,1 mm dicken Glimmerblättchen von ungefähr 1 mm Öffnung bedeckt. Daran lagen die hakenförmigen Elektroden des ablenkenden Kondensatorfeldes *F* unmittelbar an. Die Haken hatten 1 mm Abstand und werden 3 mm breit. Sie waren verstellbar auf die eingeschmolzenen Platten des weiteren Kondensatorraumes aufgesetzt. Evakuiert wurde der Beobachtungsraum außer durch die Molekularpumpe durch die an das Kühlrohr in möglichst kurzem und weitem Ansatzrohr angeschlossenen Diffusionspumpen: 1 Gaedesche Diffusionspumpe, 1 Langmuirsche Dampfstrahlpumpe und 1 Pumpensatz nach Volmer. Das Vakuum im Beobachtungsraum konnte mit einem Manometer nach Gaede gemessen werden. Für den Erzeugungsraum wurde seine Konstanz nur durch eine Funkenstrecke überwacht.

Die Herstellung des *Anodenpräparates* nach den Angaben der Hrn. Gehreke und Reichenheim<sup>1)</sup> erforderte viel Sorgfalt und Übung, wie ja auch Hr. Gehreke mitteilt, daß die Herstellung guter Salzanoden nicht immer leicht in gleich guter Weise gelingt. Bei der verhältnismäßig großen Entladungsintensität der Anodenstrahlen und bei den vielstündigen Expositionen mußte die Anode häufig im Dunkeln erneuert werden, was zusammen mit der Überwachung der Apparatur die Untersuchung recht mühevoll gestaltete. Leicht herzustellen und lange haltbar waren Lithiumanoden aus LiJ mit Graphit oder Eisenpulver. Natriumanoden aus NaJ und NaBr mußten

---

1) Ann. d. Phys. 33. S. 747. 1910.

hingegen ungefähr stündlich erneuert werden. KJ und KBr hielt wieder etwas länger.

Der Strom zur Erzeugung der Anodenstrahlen wurde von einer 20plattigen Influenzmaschine nach Leuner geliefert, die Anode war auf Spannung, der Metallkopf geerdet. Die Spannung betrug 10—20000 Volt, meist 15000. Ein Hartwerden der Röhre tritt dabei bei Anodenstrahlen erst viel später ein wie bei reinen Kanalstrahlen.

Das ablenkende Feld wurde einmal von einer Hochspannungsbatterie von 500 Volt oder auch von einer kleinen Influenzmaschine geliefert (bis 8000 Volt), die Spannung dabei mit einem Braunschen Elektrometer unmittelbar am Kondensator gemessen.

Das Vakuum im Beobachtungsraum betrug für das Abklingleuchten 0,0002—0,0005 mm Hg, für das Umladeleuchten 0,002—0,008 mm Hg. Beide Kühlrohre der Röhre staken stets in einem Kohlensäure-Alkoholgemisch oder auch in flüssiger Luft während des Betriebs.

Als *Spektrograph* wurden zwei eigens zusammengesetzte Apparate verwendet. Einer mit einem großen Flintglasprisma vom 60° brechenden Winkel, als Kollimatorlinse eine Busch-Projektionslinse von 40 cm Brennweite und einem Öffnungsverhältnis 4, als Bildlinse ein kleineres Objektiv von 15 cm Brennweite und Öffnungsverhältnis 3.

Dann ein großer Quarzspektrograph mit 2 Prismen, einer Kollimatorlinse von 36 cm Brennweite und Öffnungsverhältnis 2,6 und einer Bildlinse von 18 cm Brennweite und Öffnungsverhältnis 1,3.<sup>1)</sup> Die Kollimatorlinse des Spektrographen stand parallel zum Strahl, oder häufiger unter einem Winkel, um auf die Öffnung des Kanals sehen zu können.

Die Einstellung der photographischen Platte wurde mit einer Wasserstoffgeißlerröhre ausprobiert. Als Platten verwendet wurden Hauff-Ultrarapid; entwickelt wurde mit Metolhydrochinon.

Die Belichtungsdauer betrug 6—12 Stunden, meist 10 bei Abklingleuchten und 7 bei Umladeleuchten.

---

1) Der äußerst lichtstarke spaltlose, nach H. Lenards Angabe gebaute Apparat ist das größte Exemplar der bereits Ann. d. Phys. 31. S. 644. 1910 beschriebenen Art.

Beobachtet man den *Anodenstrahl mit dem Auge*, während das Vakuum im Beobachtungsraum allmählich zunimmt, so sieht man zunächst einen kräftigen Strahl, der bei Li rot, bei Na gelb und bei K violett gefärbt ist, aus dem Spalt kommen und sich von etwa 1 cm Abstand an fächerartig verbreiten, dann faltet sich der Fächer immer mehr zusammen und schließlich erfüllt ein ziemlich eng geschlossenes Strahlenbündel den Beobachtungsraum. Legt man jetzt das Kondensatorfeld an, so kann man eine deutliche Ablenkung des einen Strahlenteils beobachten. Mit gut an die Dunkelheit gewöhntem Auge läßt sich in einem spaltlosen, lichtstarken Spektroskop erkennen, welche Linien abgelenkt werden und welche nicht, so daß im Falle des Umladeleuchtens das Auge die photographische Platte ergänzen und ersetzen kann. Wird jetzt das Vakuum noch besser, so zieht sich der scharfe Strahl immer mehr gegen den Spalt zurück, er ähnelt dann einer Nadel, von deren Spitz aus ein diffuses graues Leuchten den übrigen Beobachtungsraum erfüllt. Das Anlegen eines Feldes läßt jetzt mit dem Auge nichts mehr erkennen und durch das Spektroskop erblickt man höchstens noch die Linie  $H_{\beta}$  des Wasserstoffs in unbestimmter graugrüner Färbung. In diesem Zustand ist der Fall des Abklingleuchtens verwirklicht.

#### Ergebnisse.<sup>1)</sup>

##### Lithium.

###### Umladeleuchten:

Nicht abgelenkt: $\lambda = 670 \mu\mu$	H.-S.	$n = 3$	Okular beobachtet.
Abgelenkt: $\lambda = 460$	I. N.-S.	$n = 4$	" "
413 "		$n = 5$	" "
391 "		$n = 6$	" "
427 "	II. N.-S.	$n = 5$	" "
398 "	II. N.-S.	$n = 6$	" "

1) Bemerkungen zur Tafel I. Fig. Ia. Der von links hereinragende schwarze Keil läßt die Ablenkung der Li-Nebenserienlinie gegenüber der K-Hauptserienlinie gut erkennen. Fig. Ib. 398 Li ist nach unten abgelenkt gegen 404 K. Ebenso sind die Sauerstofflinien abgelenkt, ob auch 437  $\mu\mu$  läßt sich nicht erkennen. Durch ungleichen Gang der Influenzmaschine schwankte die ablenkende Spannung. Fig. III. Spektrograph schief zum Strahl, daher die Linienverbreiterung nach links. Ebenso Fig. IV. 404 K und 398 Li, ebenso 391 Li sind hier ganz kurze Ansätze, deren Richtung sich aber deutlich von den stark abgelenkten O-Linien abhebt. Fig. V. 450 Na ist erst von der Mitte des Bildes nach links erkennbar. *Anmerk. b. d. Korr.* Leider sind eine Reihe Feinheiten bei der Reproduktion verloren gegangen.

## Abklingleuchten:

Abgelenkt:	?
Nicht abgelenkt:	$\lambda = 460 \mu\mu$
	$\lambda = 391 \text{ "}$
	$\lambda = 398 \text{ "}$

## Natrium.

## Umladeleuchten:

Nicht abgelenkt:	$\lambda = 589 \mu\mu$	$n = 3$	Okular beobachtet.
	$\lambda = 498 \text{ "}$	$I. N.-S. n = 5$	" "
Abgelenkt:	$\lambda = 467 \text{ "}$	$n = 6$	" "
	$450 \text{ "}$	$n = 7$	" "
	$475 \text{ "}$	$II. N.-S. n = 6$	" "

## Abklingleuchten:

Abgelenkt:	?
Nicht abgelenkt:	$\lambda = 467 \mu\mu$
	$450 \text{ "}$
	$475 \text{ "}$

## Kalium.

## Umladeleuchten:

Nicht abgelenkt:	$\lambda = 404 \mu\mu$	$H.-S. n = 4$
Abgelenkt:	?	

## Abklingleuchten:

Abgelenkt:	?
Nicht abgelenkt:	$\lambda = 404 \mu\mu$

Ferner in Bestätigung Hrn. Wiens:

Wasserstoff:  $H_\beta$  und  $H_\gamma$  in Umlade- und Abklingleuchten nicht abgelenkt.

Sauerstoff:  $\lambda = 435, 441, 464 \mu\mu$  abgelenkt und zwar im Abkling- wie, hier neu festgestellt, im Umladeleuchten.

Linien der Funkenspektren der Alkalien konnten nicht festgestellt werden.

Die Ergebnisse lassen sich zusammenfassen:

Die Hauptserie der Alkalibogenspektren wird von einem Atom emittiert, das vor der Emission (Umladeleuchten) und während der Emission (Abklingleuchten) neutral ist.

Die I. und II. Nebenserie der Alkalibogenspektren werden von Atomen emittiert, die vor der Emission positiv geladen, während der Emission jedoch neutral sind.

Die Funkenlinien des Sauerstoffs werden von Atomen emittiert, die vor und während der Emission positiv geladen sind.<sup>1)</sup>

1) Wie jetzt festgestellt werden kann, entspricht in der Untersuchung Hrn. Seeligers (R. Seeliger und D. Thaer, Ann. d. Phys. 65. S. 423. 1921) der dortige Typ II den Bogenlinien, der Typ I den Funkenlinien

Die Untersuchung vermag also die *Vorgänge am bewegten Atom* in Wechselwirkung mit dem ruhenden Atom vor und während der Lichtemission klarzustellen, die Lichtemission selber als Wechselwirkung zwischen ausgelöstem Elektron und emittiertem Lichtquant weist sie ganz dem bewegten Atom zu, ohne weitere Aussagen über deren Mechanismus machen zu können. Die in der Literatur des Atommodells gebräuchliche Auffassung der Bogen- und Funkenspektren als den neutralen bzw. den positiven Zentren zugehörig wird für die Zeit des Abklingleuchtens präzisiert.

Über die Vorgänge am bewegten Atom gelangt man zu folgendem Bild:

Die Anodenstrahlen verlassen als positive unbeschwertete Ionen<sup>1)</sup> die Anode. Auf dem Weg zum Kanal können sie Umladungen erfahren. Die Fälle der Wechselwirkung der Atome im Kanal, die zu Lichtemissionen führen, lassen sich dann folgendermaßen zusammenfassen:

1. *Bewegte neutrale Atome* treffen auf neutrale oder positiv (oder negativ) geladene ruhende oder im Vergleich zu den Atomen des Strahles mit geringer Geschwindigkeit sich bewegende Atome: *Erregung der Hauptserie*. Dieser Fall ist offenbar der häufigste, da die Hauptserie stets mit größter Intensität auftritt.

2. *Bewegte positiv geladene Atome* treffen auf neutrale (oder negativ geladene) Atome, nehmen dabei ein Elektron auf und werden dadurch zur *Emission der Nebenserie* angeregt, im Zustand der Emission sind sie also neutral. Dieser Fall ist schon weniger häufig als Fall 1. — Der Emission der Nebenserie muß also Aufnahme eines Elektrons durch das positive Atom vorhergegangen sein, und eine solche wird um so häufiger erfolgen, je höher die kinetische Energie der Zusammenstöße der zur Lichtemission erregten Atome, d. h. je höher der

---

im Zustand des Abklingleuchtens, so daß hier, obwohl in dieser Untersuchung eine reinliche Scheidung der Anregungsbedingungen nicht durchgeführt ist, durch eine einfachere Versuchsanordnung der Zustand des emittierenden Atoms im Abklingleuchten gefunden werden kann.

1) Nachweis des Abdampfens unbeschwerter Ionen bei P. Lenard, Probleme komplexer Moleküle Teil I, S. 14, Heidelb. Akad. 1914; die unbeschwerter Ionen in geschmolzenen Salzen schon Ann. d. Phys. 17. S. 205. 1905.

Anodenfall im Anodenstrahl oder je höher die Temperatur im Fall des elektrischen Bogens. Im elektrischen Bogen treten daher die Nebenserien um so häufiger auf, je höher die Temperatur, wie schon Hr. Lenard<sup>1)</sup> fand und Hr. Ramsauer<sup>2)</sup> auf andere Weise bestätigte.<sup>3)</sup>

3. *Bewegte positive Atome* treffen auf positiv geladene Atome: *Erregung des Funkenspektrums*. Dieser Fall scheint bei Anodenstrahlen am wenigsten häufig aufzutreten. Ob hierbei noch Ladungswechsel zwischen mehrwertig positiv geladenen zu einwertig positiven Atomen stattfindet, kann durch die verwendete Methode nicht entschieden werden.

Wechselwirkung zwischen bewegten Atomen und freien Elektronen wird im Kanal selber keine Rolle spielen, sie sei daher nicht berücksichtigt.

Diese die Versuchsergebnisse zusammenfassende Zusammenstellung lehrt: *Erregung zur Lichtemission der positiven Massenstrahlen findet nur durch Wechselwirkung zwischen bewegten und relativ dazu ruhenden Atomen statt.*<sup>4)</sup> Die Lichtemission selbst hingegen ist rein Vorgang des einzelnen Atoms in Übereinstimmung mit geltenden Anschauungen über das Leuchten der Atome.

Offen bleibt die Frage, warum der Erregung der Nebenserien eine Neutralisation des positiven Atoms vorausgeht; eine Antwort müßte im Atommodell der Alkalien gesucht werden.

Den hierbei stattfindenden Vorgang mag man sich folgendermaßen veranschaulichen: Durch Wechselwirkung des bewegten positiv geladenen Kanalstrahlatoms mit einem ruhenden Atom nimmt das Kanalstrahlatom ein Elektron (Valenzelektron) auf; dabei wird ein weiteres Elektron auf eine andere Bahn

1) P. Lenard, a. a. O. und auch A. Hörnle, a. a. O.

2) C. Ramsauer und F. Wolf, Ann. d. Phys. **66**, S. 373. 1921.

3) Lichtanregung von Nebenserienlinien nach der Methode des „Elektronenstoßes“ ist nach unseren Ergebnissen in trägerfreiem Gas erst nach Überschreitung der Trägerbildungsspannung zu erwarten, was soweit man bisherige Messungen heranziehen kann, mit diesen in Einklang steht.

4) Untersuchungen an Flammen hatten das schon früher gezeigt. (Lenard, Elt.-Leitung in Flammen, Heidelb. Akad. 1914 und E. Zachmann, Diss. 27. IV. 1923, wo auch Wechselwirkung zwischen Metallatomen und Flammenmolekülen nachgewiesen wird.)

gehoben (Zustand der Erregung), das bei seiner Rückkehr die Lichtemission der Nebenserienlinie verursacht. Die leichte Aufnahme eines Elektrons (größere Intensität der Nebenserienlinien gegenüber den Funkenlinien) zur Neutralisation eines Atoms mag mit einer größeren Flächenausdehnung der den Nebenserien entsprechenden Elektronenbahnen gegenüber den Bahnen der Hauptserienlinien zusammenhängen, eine Auffassung, die sich mit der in neueren Atommodellen deckt. Das Auftreten eines solchen „*Emissionselektrons*“ ist in ähnlicher Weise auch aus Phosphoreszenzuntersuchungen angezeigt.<sup>1)</sup>

Da für die Alkalien der hier festgestellte Ladungszustand der Emissionszentren der einzelnen Serien im Umladeleuchten mit dem aus der räumlichen Verteilung der Lichtemission im elektrischen Bogen<sup>2)</sup> geschlossenen übereinstimmt, wird auch für die bekannten räumlichen Verteilungen der Lichtemission der von den Hrn. Kramsztyk<sup>3)</sup> und Hörnle<sup>4)</sup> untersuchten anderen Elementen der entsprechende Ladungszustand des Umladeleuchtens vorliegen. Danach sind die in der Zusammenfassung von Hrn. Hörnle als *Saumflammen* angeführten Gruppen bei der Erregung *elektrisch neutral*, die als *Hohlfammen* beobachteten Gruppen bei der Erregung *positiv* geladen.

Also für die Erdalkalien bei der Erregung *elektrisch neutral*:

Die Hauptserie der Einfachlinie.

Hingegen bei der Erregung *positiv* geladen:

Die 1. und 2. Nebenserie der Tripletlinien.

Die Hauptserie der Dubletlinien.

Die 1. Nebenserie der Dubletlinien.

Die 2. und 3. Nebenserie der Einfachlinien.

1) P. Lenard, Ausleuchtung und Tilgung der Phosphore, Teil I. Vgl. auch Hrn. Kossels Theorie des „rückfallenden“ Elektrons. Verh. Phys. Ges. 1914. S. 809.

2) Eine weitere Verfolgung der räumlichen Lichtemission im elektrischen Bogen, wie es von H. Berthold (Phys. Zeitschr. 23. S. 178. 1922) mit Hervorkehrung von Sonderfällen der Flammenbilder- und demnach der Temperaturverteilung geschieht, erübrigt sich, nachdem jetzt der ganze Fragenkomplex eine zusammenfassende Deutung gefunden hat.

3) Ann. d. Phys. 48. S. 375. 1915.

4) a. a. O. Zusammenstellung. S. 316.

Für das *Abklingleuchten* ist unter Heranziehung der Ergebnisse Hrn. Seeligers<sup>1)</sup> anzunehmen, daß *bei der Emission neutral sind*:

Die Einfach- und die Tripletlinien.

*Bei der Emission positiv geladen*:

Die Dubletserienlinien.

Danach läge für die 2. und 3. Nebenserien der Einfachlinien und für die 1. und 2. Nebenserien der Tripletlinien Aufnahme eines Elektrons vor der Auslösung der Lichtemission vor, wie bei den Nebenserienlinien der Alkalien.

Ferner sind für *Zink, Magnesium und Quecksilber im Umladeleuchten positiv geladen; im Abklingleuchten elektrisch neutral*<sup>2)</sup>:

Die 1. und 2. Nebenserien der Tripletlinien.

Elektrisch *neutral im Umlade- und Abklingleuchten* ist für *Hg die Linie 253  $\mu\mu$* .

Für *Aluminium* sind danach *im Umladeleuchten und im Abklingleuchten positiv geladen*:

Die 1. und 2. Nebenserien der Dubletlinien.

Nach Klarstellung der Ladungszustände vor und während der Lichtemission der Alkalien wäre nun auch die vorhandene Kenntnis der *Lichtabsorption und Reemission* mit den neuen Tatsachen zu vereinigen, im besonderen die Frage, warum im nichtleitenden Metalldampf vorhandene neutrale Atome nur die Hauptserie, nicht aber die Nebenserien absorbieren. Hierfür bot sich in den früheren Schlüssen Hrn. Lenards ohne weiteres eine Erklärung in der Auffassung, daß der Ladungszustand des Atoms während der Absorption dem der Emission entspreche.<sup>3)</sup> Unsere Versuche zeigen nun an, daß der Zustand des Atoms während der Absorption demjenigen bei der Erregung (nicht aber während der Emission) entspricht, was damit übereinstimmt, daß Absorption ja auch wieder zur Reemission führen kann, also Erregung durch Absorption möglich ist. Danach hat Absorption der Hauptserienlinien im unerregten neutralen

1) a. a. O., S. 433.

2) Wie es auch H. Wien (a. a. O.) für Hg gefunden hat.

3) Vgl. A. Hörnle, a. a. O. S. 326.

Metallatom statt, Absorption der Nebenserienlinien jedoch erst, nachdem der unerregte Metalldampf auf irgendeine Weise leitend gemacht wurde. Die Auffassung der Absorption als bedingt durch den Ladungszustand des unerregten Atoms läßt sich auch mit dem neuen Befund vereinen, wenn man sie dahin ändert, daß der Zustand des Atoms während der Absorption dem gerade vor der Emission (bei der Erregung) entspricht; eine Annahme, die auch durch die Tatsache schon nahegelegt wird, daß, wie oben bereits ausgeführt, Absorption geradezu zur Erregung benutzt werden kann. — Suchen wir den Vorgang der Absorption zusammen mit der Reemission anschaulich zu verfolgen:

Ein Lichtquant fällt auf ein neutrales unerregtes Atom und löst dort ein Elektron aus, das nach Rückkehr auf seine ursprüngliche Bahn wieder ein gleiches Lichtquant reemittieren kann. Dieser Fall läge bei der Hauptserie vor, wofür auch die Versuche sprechen.

Fällt ein Lichtquant auf ein positiv geladenes Atom, so wird hier wiederum ein Elektron ausgelöst. Kehrt nun dieses Elektron zurück, so könnte eine Linie des Funkenspektrums emittiert werden. — Da der Versuch zeigt, daß die Emission der Nebenserienlinien im neutralen Atomzustand erfolgt, muß, damit ein positiv geladenes Atom nach der Absorption eine Nebenserienlinie emittieren kann, erst ein von außen aufgenommenes Elektron das Atom neutralisieren und erst dann könnte bei Rückkehr des ausgelösten Elektrons eine Nebenserienlinie zur Reemission kommen. Atome, die keine Gelegenheit haben, von außen ein Elektron aufzunehmen, könnten daher überhaupt nicht Nebenserienlinien reemittieren, sondern nur Funkenlinien. Eine Neutralisation des positiv geladenen, durch Einstrahlung zur Emission der Nebenserie erregten Atoms müßte während der Verweilzeit des ausgelösten Elektrons erfolgen, daher würde im verdünnten kalten Dampf unter entsprechenden Erregungsbedingungen wegen der Kürze dieser Verweilzeit eine Reemission von Nebenserienlinien viel weniger häufig sein als von Funkenlinien, die ja reemittiert werden, wenn eine solche Aufnahme eines Elektrons nicht stattgefunden hat. Dichter erhitzter Metalldampf, der mehr Gelegenheit zur Neutralisation positiver Atome bietet, müßte dagegen die Intensität der reemittierten

Nebenserienlinien erheblich steigern gegenüber den Funkenlinien.<sup>1)</sup>

In anderer Weise vermag die Theorie des Atommodells die vorliegenden Verhältnisse zu erklären, indem sie die Lichtabsorption nicht als Frage des Ladungszustandes des absorbierenden Atoms behandelt, sondern als Folge der, von der Grundbahn des Atoms (Hauptserienlinien) ausgehend, durch die auftreffenden Serienlinien zur Verfügung stehenden Energiedifferenzen, wobei tatsächliches Statthalten von Lichtabsorption und Reemission durch das Auswahlprinzip geregelt wird.<sup>2)</sup> Danach absorbiert neutraler Na-Dampf zunächst nur die der Grundbahn entsprechenden Hauptserienlinien. Als erste absorbierbare Nebenserienlinie käme nach dem Auswahlprinzip von Sommerfeld die 1. Linie der 3. Nebenserie ( $2 p - 3 p$ ) in Frage und zwar erst dann, wenn die Hauptserienlinien 3303 Å. ( $3 p - 1,5 s$ ) und 5896 ( $2 p - 1,5 s$ ) auf den Dampf auftreffen. Nach dem Auswahlprinzip von Bohr wären die ersten absorbierbaren Nebenserienlinien die 1. Linien der scharfen 11404 Å. ( $2 p - 1,5 s$ ) und der diffusen Nebenserienlinie 8196 Å. ( $2 p - d$ ). Die anderen Nebenserienlinien könnten zur Absorption, bzw. Reemission, kommen, wenn noch kürzerwellige Hauptserienlinien als 3303 auf den Na-Dampf treffen, wiederum geregelt durch das Auswahlprinzip.

Experimentelle Tatsachen zur Klärung dieser Frage fehlen bisher. Auch die Untersuchungen Hrn. Füchtbauers<sup>3)</sup> an Hg-Dampf lassen keine Entscheidung zu, ob bei der von ihm beobachteten Reemission einer ganzen Reihe Nebenserienlinien bei Bestrahlung mit intensivem Licht der Hg-Linie 2537 die Reemission tatsächlich nach den Vorstellungen des Atommodells erfolgt. Denn da diese Reemission gerade bei intensiver Bestrahlung eintritt, die auch lichtelektrische Wirkung an den Hg-Atomen verursacht und damit das Vorhandensein positiv geladener Quecksilberatome im kalten Dampf außer Zweifel steht<sup>4)</sup>, bleiben diese Unter-

1) Die mir zugänglichen Untersuchungen von R. W. Wood lassen sich für den hier ins Auge gefaßten Fall nicht heranziehen.

2) Vgl. A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien S. 390, 1922 und C. Füchtbauer, Phys. Zeitschr. 21. S. 635. 1920.

3) Phys. Zeitschr. 21. S. 635. 1920.

4) Das Auftreten der Funkenlinie 2848, deren Träger ja vor und während der Emission positiv geladen sind, kann auch in dieser Weise erklärt werden.

suchungen auch in Einklang mit unserer einfacheren Deutung, daß Absorption der Nebenserien an den positiven Ladungszustand des absorbierenden Atoms mit danach folgender Aufnahme eines Elektrons gebunden ist.<sup>1)</sup> Beide Erklärungsversuche stehen zudem nicht als Gegensätze einander gegenüber, sondern sind geeignet, unsere Kenntnis vom Atombau nach verschiedenen Richtungen hin zu erweitern. Ein Eingehen auf den Ladungszustand bei Experimenten zur Feststellung der Grundbahn des Atoms könnte hier fruchtbare Arbeit leisten.

Zum Schluß möchte ich Hrn. Geheimrat Lenard, auf dessen Anregung ich diese Untersuchung unternahm, für viele wertvolle Ratschläge auch an dieser Stelle meinen Dank aussprechen.

Heidelberg, Mai 1923.

---

1) Eine experimentelle Durchführung des oben skizzierten Gedankengangs — relativ intensivere Reemission der Nebenserienlinien gegenüber den Funkenlinien bei dichterem und heißerem, leitendem Dampf — verspräche eine Entscheidung, ob die Lichtabsorption an den Ladungszustand gebunden ist oder nach dem Schema des Bohrschen Atommodells verbunden mit Auswahlprinzip vor sich geht.

(Eingegangen 16. Juni 1923.)

2. *Bemerkungen*  
*zu der Abhandlung von Friedrich Kottler „Zur  
 Theorie der Beugung an schwarzen Schirmen“<sup>1)</sup>;  
 von E. Maey.*

---

Die mathematisch exakte Fassung, welche die Bedeutung des schwarzen Schirmes für die Beugung in der genannten Arbeit<sup>1)</sup> gefunden hat, gibt ihr einen Wert, der nur bei genauer Kenntnis der geschichtlichen Entwicklung des Problems recht gewürdigt werden kann. Da aber diese bei den kurzen Literaturangaben der Arbeit nicht immer ganz klar und richtig dargestellt ist, sehe ich mich zu folgenden Bemerkungen dazu veranlaßt.

I. Zu Anmerkung 3) auf S. 455.

Daß die hier theoretisch abgeleitete Erscheinung als Randerscheinung zuerst von W. Wien beobachtet sei, ist nicht zutreffend. Diese war schon Grimaldi bekannt. Auch Newton und Young beschrieben sie eingehend. Das habe ich ausführlicher schon an anderer Stelle<sup>2)</sup> auseinandergesetzt. Fresnel dagegen überging sie, wahrscheinlich weil er sie nicht aus seinen Integralen ableiten konnte und daher für keine echte Diffraktionserscheinung hielt. Seitdem verschwand sie für etliche Jahrzehnte aus allen Bearbeitungen der Beugungerscheinungen und in den meisten fehlt sie auch heute noch, wo immer die Beugung hinter einem Spalt als einfachste Beugungerscheinung an die Spitze gestellt wird, obwohl doch inzwischen ihre grundlegende Bedeutung für die Auffassung aller Beugungerscheinungen klar gestellt ist.

1) Fr. Kottler, Ann. d. Phys. 70. S. 405. 1923.

2) E. Maey, Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. 17. S. 11. § 1.  
 Die einfachste Beugungerscheinung und die Geschichte ihrer Kenntnis. 1904.

Es ist der Erfolg der Arbeiten von W. Wien<sup>1)</sup> und M. Gouy<sup>2)</sup>, erneut die Aufmerksamkeit auf diese Erscheinung gelenkt zu haben. Durch jene angeregt, habe ich dann sie zuerst als echte Beugungerscheinung nachgewiesen<sup>3)</sup> durch Ableitung aus dem Kirchhoffschen Integral und den Vergleich mit der Beobachtung, nach der sie in der Wellenfläche, Phase und Intensität im wesentlichen mit dem theoretisch gewonnenen Ergebnis übereinstimmt. Die Ergebnisse meiner Arbeit einerseits und die unbefriedigende Grundlage andererseits, auf der das Kirchhoffsche Integral beruhte, die ich in § 1 meiner Arbeit in aller Deutlichkeit gekennzeichnet hatte, veranlaßten dann Sommerfeld<sup>4)</sup>, die theoretische Ableitung auf ganz neuem Wege zu gestalten. Die exaktere mathematische Behandlung führte aber zu wenig abweichenden Ergebnissen und mußte sich auf den besonders einfachen Fall des senkrechten Einfalls beschränken, während es mir gelungen war, die Beugung für beliebigen Einfallswinkel gegen die Beugungskante mathematisch abzuleiten und durch Beobachtung zu bestätigen. Die Bedeutung dieser allgemeinen Darstellung erhellt aus ihrer Verwertung in der Ultramikroskopie.<sup>5)</sup>

## II. Zu der Näherungsformel (10<sup>4</sup>) auf S. 453

$$u^B \sim \frac{1}{4\pi} e^{-i\left(k\varrho_P + \frac{\pi}{4}\right)} \sqrt{\frac{2\pi}{k\varrho_P}} \cdot \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2},$$

bemerkt Kottler auf S. 454, „daß dieses Resultat natürlich bei der gewöhnlichen Behandlung der Kirchhoffschen Lösung als eines Flächenintegrals und der dabei üblichen ziemlich wilden Annäherung, die im wesentlichen auf eine Anlehnung an die alten unzureichenden Formeln von Fresnel hinausläuft, nicht erzielt hätte werden können.“

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 28. S. 117. 1886.

2) M. Gouy, Ann. d. chim. et d. phys. VI. 8. S. 145. 1886.

3) E. Maey, Ann. d. Phys. 49. S. 69. 1893.

4) A. Sommerfeld, Math. Ann. 47. S. 317. 1895.

5) H. Siedentopf, Über ultramikroskopische Abbildung linearer Objekte. Zeitschr. f. wissenschaftl. Mikroskopie. XXIX. S. 1—47. 1912; E. Maey, Die räumliche Lagerung von Kanten im mikroskopischen Objekt bei Dunkelfeldbeleuchtung. Ebenda XXIX. S. 48—57. 1912.

Dazu muß ich auf die Tatsache hinweisen, daß ich auf S. 97 meiner Arbeit die Amplitude

$$a_1 = \frac{10000}{4\pi} \sqrt{\frac{\lambda}{\rho_0}} \cot \frac{\delta}{2}$$

angegeben hatte, wobei  $\cot \delta/2$  mit  $\tg \vartheta/2$  durchaus identisch ist; also gerade der Faktor, durch den sich das Ergebnis bei Kottler von dem bei Sommerfeld unterscheidet, ist von mir genau wie bei Kottler aus dem Kirchhoffschen Flächenintegral abgeleitet, und zwar auch für große Beugungswinkel, freilich nicht durch eine wilde Annäherung, sondern durch wohlerwogene Heranziehung neuer Glieder, die bei den bisherigen Auswertungen vernachlässigt waren. Die Übereinstimmung erstreckt sich auch auf alle übrigen Faktoren, wenn diese auch anders geschrieben sind. Auch die in den folgenden Zeilen ausgesprochene Kritik der Kirchhoffschen Lösung, die doch zweifellos gegen Fresnel einen guten Schritt vorwärts bedeutet, geht in ihrer allgemeinen Fassung über das berechtigte Maß hinaus.

### III. Zu dem Vergleich mit den vorliegenden Beobachtungen. Nr. 29, S. 455.

Dieser ist sehr kurz abgetan. Die meinen werden nicht näher in Betracht gezogen, weil sie an Stahlschneiden ausgeführt sind; die von Gouy sollen für die Formeln von Kottler sprechen, weil sie stärkeren Abfall der Intensität mit zunehmendem Beugungswinkel erkennen ließen. Hierbei muß aber nicht nur das Material des Schirmes, sondern auch seine Schärfe in Betracht gezogen werden, und welche Bedingung wichtiger ist, kann sich erst aus einem genaueren Vergleich ergeben, bei dem ich auch auf meine Beobachtungen noch einmal zurückkommen muß.

Ein Blick auf meine Beobachtungstafeln<sup>1)</sup> I und II und die Schaulinie Fig. 1 zeigt die vorzügliche Übereinstimmung der Beobachtungen bei Beugungswinkeln von  $2^\circ$  bis  $20^\circ$  mit meiner Formel, also auch mit der von Kottler. Aber auch zu der Sommerfeldschen Formel passen diese sehr gut, da

1) A. a. O. S. 100.

bei mäßigen Beugungswinkeln beide nur wenig voneinander abweichen (bei  $10^\circ$  noch nicht 1 Proz., bei  $20^\circ$  erst 2 Proz.). Die Abweichungen werden erst erheblich über  $20^\circ$  bis  $75^\circ$  in den Tafeln III und IV (Fig. 2). Diese liegen aber gar nicht in der Richtung der Sommerfeldschen Formeln, sonst müßten die beobachteten Werte größer sein; sie sind aber erheblich kleiner. Also ist der Grund dieser Abweichungen nicht in dem Material (Stahl) zu suchen, sondern in der unvollkommenen Schärfe, ein Umstand, dessen große Bedeutung auch rein geometrisch einleuchtet. Wenn nun die Beobachtungen von Gouy<sup>1)</sup> an geschwärzten Schirmen einen noch stärkeren Abfall der Helligkeit verrieten, so haben wir in erster Linie dafür die noch geringere Schärfe eines mit Ruß geschwärzten Schirmes als Grund anzusehen. Daher können diese auch nicht als Stütze der Formel von Kottler gelten. Es gibt tatsächlich bis jetzt meines Wissens keine Beobachtungen, die zugunsten der einen oder andern Formel sprechen. Diese sprechen nur jede für sich selbst und widersprechen sich in ihren Abweichungen auch gar nicht, da sie von verschiedenen Voraussetzungen ausgehen. Ihre Unterschiede sind andererseits so gering, daß sie bis jetzt gar nicht von praktischer Bedeutung sind, und die Aussicht, durch neue Beobachtungen an verfeinerten Versuchsbedingungen auch praktisch ihren Unterschied zu bestätigen, ist sehr gering. Denn die Schärfe des von mir benutzten Stahlschirmes war das Äußerste, was ich damals mit größter Sorgfalt erreichen konnte und übertraf die eines Rasiermessers ganz bedeutend. Auch ich habe Beobachtungen an schwarzen Schirmen angestellt; diese zeigten sich aber teils als zu stumpf, teils gar an der Kante durchscheinend, also als ganz ungeeignet für einen Vergleich mit der Theorie, die in erster Linie einen scharfen Schirm voraussetzt. Vollkommene Schärfe und Schwärze scheinen physikalisch unvereinbar zu sein.

Die vollständige Übereinstimmung der von Kottler gegebenen Näherungsformel mit der meinigen scheint mir aber auch noch den Erfolg zu haben, daß dadurch auch meine all-

1) M. Gouy sagt darüber (S. 170, unten) nur kurz: „La lumière diffractée est faible et un peu jaunâtre“. Messungen gibt er hierfür nicht an.

gemeinere Formel für gebeugte Wellen bei schiefem Einfall eine erfreuliche Stütze erfährt. Dies dürfte deswegen von besonderem Werte sein, als jene eine anschauliche Vorstellung der Wellen des gebeugten Lichtes vermittelt, die ich in der Darstellung bei Kottler noch vermisste; denn bei der Auswertung des Randintegrals beschränkt er sich wieder auf paralleles Licht und senkrechten Einfall.

Im übrigen aber erkenne ich in der Arbeit von Kottler wegen der mathematischen Präzision der Bedeutung des schwarzen Schirmes einen großen Fortschritt, der auch für krummlinig begrenzte schwarze Schirme eine exakte Grundlage bildet.

Bonn, 16. Juni 1923.

(Eingegangen 19. Juni 1923.)

3. *Über das normale Kathodengefälle in Luft;*  
*von A. Schaufelberger.*

§ 1. Bedeckt bei einer elektrischen Entladung durch Gase das negative Glimmlicht die Kathode noch nicht vollständig, so versteht man nach Warburg<sup>1)</sup> unter *normalem Kathodengefälle* die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und einem Punkte der Grenze des Faradayschen Dunkelraumes und des negativen Glimmlichtes. Da das Potentialgefälle im negativen Glimmlicht nach Warburg bei geringen Drucken klein ist, so kommt es hierbei nicht auf die genaue Lage dieses Punktes an.

Eine neuere Definition des Kathodengefälles röhrt von Stark<sup>2)</sup> und Gehlhoff<sup>3)</sup> her. Danach versteht man unter Kathodengefälle die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und einem Punkte an der Grenze des Crookesschen Dunkelraumes und des negativen Glimmlichtes. Gehlhoff wurde hierzu aus zwei Gründen geführt. Einmal bemerkte er, daß bei höheren Drucken das Gefälle im Glimmlicht gegen das Gefälle im Crookesschen Raum nicht zu vernachlässigen ist, und zweitens fand er, daß das Gefälle im Glimmlicht selbst etwas vom Druck abhängt.

Die Messungen der vorliegenden Arbeit beziehen sich auf ein Kathodengefälle, das in § 6 in Anlehnung an die Warburgsche Festsetzung näher definiert wird. Ein Vergleich der gewonnenen Resultate mit den neueren Messungen von Rottgardt<sup>4)</sup> ist aber hierbei doch durchführbar, da zwar Rottgardt das Kathodengefälle nach der Definition von Gehlhoff bestimmte, gleichzeitig aber auch die Potentialdifferenz im negativen Glimmlicht gemessen hat.

§ 2. Schon Warburg (a. a. O.) hat darauf hingewiesen, daß geringe Feuchtigkeitsspuren einen sehr großen Einfluß auf

1) E. Warburg, Wied. Ann. **31**. S. 545. 1887; **40**. S. 1. 1890.

2) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen S. 169. 1902.

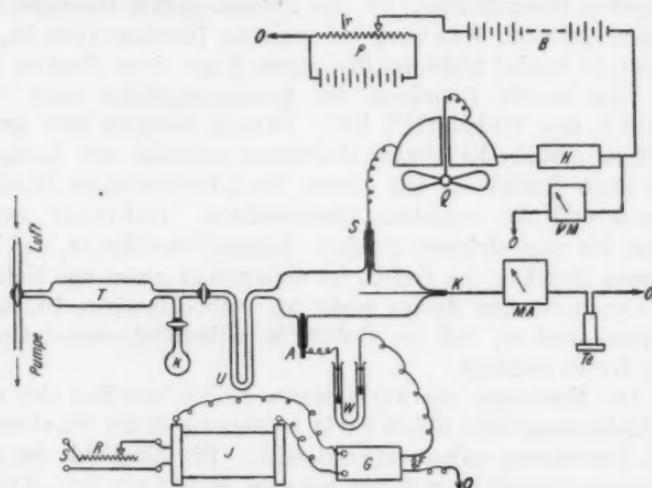
3) G. Gehlhoff, Ann. d. Phys. **24**. S. 553. 1907.

4) K. Rottgardt, Ann. d. Phys. **33**. S. 1161. 1910.

das Kathodengefälle ausüben. Da eine Durchsicht der Literatur die Vermutung nahe legte, daß die meisten Beobachter auf diesen Feuchtigkeitseinfluß nicht genügend geachtet hatten, wurde die Aufgabe gestellt: erstens die Beeinflussung des Kathodengefälles durch geringe Feuchtigkeit systematisch und noch vollständiger, als Warburg es getan hat, zu untersuchen, zweitens die Kathodengefälle an verschiedenen Kathodenmaterialien in möglichst trockenem Gase zu bestimmen.

Der Einfachheit halber wurde als Gas atmosphärische Luft gewählt.

§ 3. Die Versuchsanordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Als Stromquelle diente entweder eine Akkumulatoren-



Schema der Versuchsanordnung.

Fig. 1.

batterie von 960 Volt, die genügend fein abstufbar war, oder aber eine Gleichrichteranordnung nach Greinacher<sup>1)</sup>, die in Fig. 1 angedeutet ist. Der städtische Wechselstrom (105 Volt, 50 Perioden) wurde hierbei in dem Induktorium J in die Höhe transformiert und dann in der Greinacherschen Anordnung G gleichgerichtet. Der Vorschaltwiderstand R diente zur be-

1) H. Greinacher, Phys. Zeitschr. 17. S. 343. 1916.

quemen Einstellung der gewünschten Spannung. Wurden den Gleichrichterzellen eine Kapazität von 2 Mikro-Farad parallel geschaltet, so war die Spannung genügend konstant, d. h. die durch kleine Spannungsschwankungen des Netzes bedingten Meßfehler lagen innerhalb 1% des Meßergebnisses. Die Parallelfunkensstrecke  $F$  schützte die Kapazitäten vor Überspannungen. Der negative Pol der Batterie lag beständig an Erde, der positive war über einen Flüssigkeitswiderstand  $W$  ( $CdJ_2$ -Amylalkohollösung) mit der Anode  $A$  der Entladungsrohre verbunden. Diese war mittels eines U-Rohres und eines  $P_2O_5$ -Trockenrohres  $T$  an eine rotierende Kapselpumpe nach Gaede angeschlossen. Zwischen dem U-Rohr und der Trockenröhre war außerdem ein verschließbares Kölbchen  $k$  mit ausgekochtem destilliertem Wasser für die Feuchtigkeitsuntersuchungen angebracht. Die Kathode  $K$  lag über ein Zeigergalvanometer  $MA$  (Empfindlichkeit  $10^{-7}$  A. pro Skalenteil, innerer Widerstand  $50\ \Omega$ ), und ein Telephon  $Te$  ebenfalls an Erde. Das Kathodengefälle wurde mittels der Sonde  $S$  bestimmt. Zur Messung der Sondenspannung diente ein Quadrantenelektrometer  $Q$  von Carpentier mit einer Schwingungsdauer von etwa 11 Sek. und aperiodischer Einstellung in idiotischer Schaltung. Es gestattete die Messung von Potentialdifferenzen bis zu 70 Volt bei einer mittleren Empfindlichkeit von 0,3 Volt pro Skt. Zur Beobachtung höherer Spannungen wurde der Nadel und dem mit ihr verbundenen Quadrantenpaar eine konstante positive Hilfsspannung erteilt, die einer besonderen Batterie  $B$  mit vorgeschalteter Potentiometeranordnung  $P$  entnommen, und in jedem einzelnen Falle etwa 50—70 Volt unter der zu messenden Spannung gewählt wurde. Die Einstellung der Hilfsspannung erfolgte vermittelst des Regulierwiderstandes  $r$  und des Voltmeters  $VM$  (Empfindlichkeit 3 V/Skt.). Es ergab sich bei Verwendung der Hilfsspannung nach sorgfältiger Isolation der Zuleitungen für Spannungen beispielsweise von 300—370 Volt eine Eichkurve für die Empfindlichkeit des Elektrometers, welche mit derjenigen von 0—70 Volt vollständig identisch war. Zum Schutze des Elektrometers führte die Zuleitung der Hilfsspannung über den Graphitwiderstand  $H$  ( $10^6\ \Omega$ ).

§ 4. Die Form und die wesentlichen Dimensionen der endgültig gebrauchten Entladungsrohren sind der Fig. 2 zu ent-

nehmen (Angaben in mm). Versuche in einer engeren Röhre (35 mm Durchm.) ergaben im wesentlichen dieselben Ergebnisse. Die Elektroden waren mit weißem Siegellack in die Ansatzröhren eingekittet. Als Anodenmetall diente bei allen Messungen

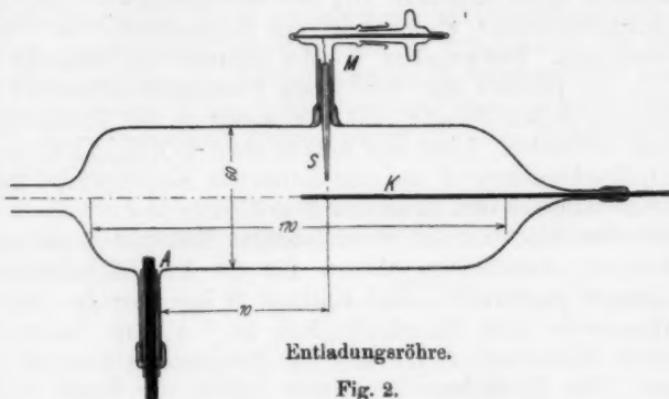


Fig. 2.

das wenig zerstäubbare Aluminium. Der Anodendraht war in ein Glasmöhre eingelassen, so daß seine freie Oberfläche nur etwa das Doppelte der vom Anodenlicht bedeckten Fläche ausmachte. Zur exakten Einstellung der Sonden *S* wurde der aus Fig. 2 ohne weiteres ersichtliche Mechanismus *M* verwendet. Die Sondenspitzen bestanden aus 0,02 mm dickem Platindraht, welcher höchstens 0,1—0,2 mm aus dem umgeschmolzenen Glasschutze herausragte. Da jeder Körper, der in den leuchtenden Teil einer Glimmentladung hineingebracht wird, störend auf die dort vorhandene Ladungsverteilung einwirkt, wurde dem (bei einzelnen Versuchen in das Glimmlicht eintauchenden) Ende des Sondenkörpers eine Dicke von höchstens 0,5 mm gegeben. Die so hergestellten Sonden reagierten auf kleinste radiale Verschiebungen innerhalb der dritten Kathodenschicht, sie erwiesen sich also als gut empfindlich.

Unmittelbar vor dem Einsetzen der Kathoden wurden dieselben mit feinem Schmirgel blank poliert und darauf mit einem Leinenlappen kurz nachgerieben. Zur möglichsten Vermeidung der Abgabe okkludierter Gase während des Stromdurchgangs wurden die schwer schmelzbaren Metalle außerdem vor dem Polieren gut ausgeglüht.

Für die definitiven Messungen bestand die Apparatur aus drei solchen, gleichen, miteinander kommunizierenden Entladungsgefäßen. Diese Anordnung wurde getroffen, nachdem über das Verhalten des Kathodenfalles an Pt in Luft ein größeres Beobachtungsmaterial vorlag. Sie gestattete eine Vergleichung der Meßergebnisse an drei verschiedenen Metallen bei sehr nahe gleichem Feuchtigkeitsgehalt.

§ 5. Bei Sondenmessungen muß das Verhältnis zwischen der von der Sondenspitze aufgenommenen und der durch unvollkommene Isolation vom Sondendrahte abfließenden Elektrizitätsmenge möglichst groß sein. Demnach gewinnt die Isolation der Quadranten des Elektrometers und seiner Zuleitungen in dem Maße an Bedeutung, in welchem die Aufnahmefähigkeit der Sonde durch Verkleinerung, bzw. Verfeinerung ihrer Spitze verringert wird. Ebenso darf die Zuleitung der Hilfsspannung nicht über einen allzu großen Schutzwiderstand führen, da sich sonst an seinen Klemmen bei nicht vollkommener Isolation ein Spannungsabfall von einigen Volt beobachten läßt. Die Konstanz der Elektrometereinstellung und die Reproduzierbarkeit der Meßresultate geben durchaus keine Gewähr für vollkommene Isolation. So ließen sich z. B. sogar bei äußerst mangelhafter Isolation des Schutzwiderstandes  $H$  reproduzierbare Eichkurven aufnehmen, welche im Sinne zunehmender Spannung verschoben erschienen. Erst nachdem der Schutzwiderstand sorgfältig isoliert war, konnten die Eichkurven bei den verschiedensten Hilfsspannungen vollständig zur Deckung gebracht werden.

Nach Warburg (a. a. O.) ist die Isolation der Sonde dann als genügend zu betrachten, wenn bei geerdeter Kathode oder bei geerdeter Anode die Spannungsdifferenz zwischen Sonde und Anode gleich gemessen wird. Derartige Kontrollmessungen ergaben einen mittleren Unterschied von 1,6 Volt, d. h. einen Betrag, welcher innerhalb der Meßfehlergrenze liegt.

Isolieren die Quadrantenpaare unvollkommen gegeneinander, so tritt dies um so deutlicher hervor, je größer die Potentialdifferenz zwischen ihnen ist. Für die kleinere Kompensations-(Hilfs-)Spannung (größerer Elektrometerausschlag) würde sich eine kleinere Sondenspannung als für die dem Kathodengefälle näher liegende, größere Kompensationsspannung, ergeben. Die angestellten Versuche zeigten vollkommene Un-

abhängigkeit der Elektrometerangabe von der Größe der Hilfsspannung.

§ 6. Die Sondenmethode von Hittorf<sup>1)</sup> ist zwar viel angewandt worden, um die Potentialverteilung in den verschiedenen Gebieten einer elektrischen Gasentladung zu untersuchen, doch sind immer wieder Bedenken dagegen erhoben worden<sup>2)</sup>. Die hauptsächlichen Mängel der Methode bestehen darin, daß erstens die Sonde die Entladungsbedingungen etwas verändert, und zweitens, daß die Sonde ein ihrem Orte entsprechendes Potential gar nicht anzunehmen braucht, falls z. B. die sie treffenden Elektronen oder Kanalstrahlen eine beträchtliche Eigengeschwindigkeit besitzen. Auf den letzteren Punkt hat besonders Kossel<sup>3)</sup> in überzeugender Weise aufmerksam gemacht.

Diese Störung der Entladungsbedingungen durch das Vorhandensein der Sonde wird besonders dann augenfällig, wenn die Sondenspitze in das Glimmlicht, oder sogar ein wenig in den Crookeschen Dunkelraum eintaucht, und zwar scheint dabei eine Abhängigkeit vom Kathodenmaterial zu bestehen. So sind z. B. diese Störungsscheinungen an Cu-Kathoden besonders deutlich zu beobachten, und zwar sieht es so aus, als ob die leuchtenden Teilchen der Entladung gleichsam von der Sondenspitze abgestoßen würden, während sich zugleich ein markanter Schattenwurf<sup>4)</sup> auf der Kathodenoberfläche fest-

1) W. Hittorf, Wied. Ann. 20. S. 726. 1883.

2) Der Beweis von W. H. Westphal (Verh. Deutsch. Phys. Ges. 14. S. 223. 1912) für die Zuverlässigkeit der Sondenmethode ist nicht stichhaltig. Wenn Westphal mit seiner absolut einwandfreien Methode den „Kathodensprung“ an einer glühenden Wehnelschen Oxydkathode nachweist, so kann er daraus nicht auf die Richtigkeit der Sondenmessungen deshalb schließen, weil er mit diesen auch einen Kathodensprung an kalten Elektroden gemessen hat. Selbst wenn ein Kathodensprung an glühenden Oxydkathoden besteht, braucht ein solcher an kalten Kathoden doch nicht vorhanden zu sein, sondern kann durch die Sondenmethode vorgetäuscht werden. (Vgl. hierzu W. Kossel, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. 18. S. 326. 1921.)

3) W. Kossel, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. 18. S. 326 (vgl. besonders § 46 u. 47) 1921.

4) A. Schuster, Proc. Roy. Soc. London 47. S. 557. 1890; P. Villard, Journ. de Phys. (3) 8. S. 5. 1889; A. Wehnelt, Wied. Ann. 67. S. 421. 1889; Edgar Meyer u. H. Schüler, Ann. d. Phys. 56. 507. 1918.

stellen läßt. Ein weiteres Zeichen für die veränderte Ladungsverteilung durch den Sondenkörper, ist wohl auch darin zu erkennen, daß unter diesen Umständen die Sonde einen zu kleinen Spannungsabfall im negativen Glimmlicht ergibt. So wurde z. B. bei den, für diese Störung besonders empfindlichen Kathodenmaterialien (Ni, Cu, Pb) oft nur ein Glimmlichtgefälle von einigen Volt gefunden, was mit den tatsächlichen ungestörten Verhältnissen im Widerspruch sein dürfte<sup>1)</sup>.

Daß bei diesen Beobachtungen nicht etwa ein (Isolations-) Defekt an der Sonde vorlag, konnte durch einen Versuch einwandfrei nachgewiesen werden: Dieselbe Sonde, welche an Cu usw. den erwähnten kleinen Spannungsabfall im negativen Glimmlichte zeigte, ergab an dem anscheinend für diese Störung ganz unempfindlichen Pt immer wieder das normale Glimmlichtgefälle von etwa 60 Volt.

Folgendes Experiment zeigt auch deutlich, wie sehr die Meßergebnisse durch das Eintauchen der Sonden in das negative Glimmlicht gestört werden: Zwei gleiche Entladungsgefäße von der beschriebenen Form wurden miteinander verblasen. Die beiden Kathoden, von welchen die eine aus Cd, die andere aus Pd-Draht bestand, konnten leicht vertauscht werden. Die zwei verwendeten Sonden unterschieden sich in der Dicke des Glasschutzes. Eine Vertauschung der Kathodendrähte änderte nun nichts an den Meßergebnissen, solange sich die Sondenspitzen an der Grenze zwischen dem negativen Glimmlicht und dem Faradayschen Dunkelraume befanden. Dagegen wurden in denselben Punkten *innerhalb* des negativen Glimmlichtes die Spannungsdifferenzen Sonden-Kathoden nach dem Vertauschen der Kathodendrähte von den beiden Sonden verschieden angegeben. Befanden sich im besonderen die Sonden

1) Es sei hier auf den hohen Anfangswert des Potentialabfalles  $\Delta V$  im Glimmlicht bei Ni (Tab. II) aufmerksam gemacht, welcher bei allen späteren Versuchen nicht reproduziert werden konnte. Ebenso konnte an Cu ein einziges Mal, unmittelbar nach dem Einsetzen einer neuen Sonde  $\Delta V$  zu 25 Volt beobachtet werden. Währenddem aber  $V_{ka}$ , das Potential an der Grenze des Faradayschen Dunkelraumes, konstant blieb, wuchs  $V_{kt}$ , d. i. die von der Sonde an der äußeren Grenze des Crookesschen Dunkelraumes aufgenommene Spannung, in einigen Minuten bis auf 5–6 Volt an  $V_{ka}$  heran, d. h.  $\Delta V = (V_{ka} - V_{kt})$  nahm bis auf einen Wert von 5–6 Volt ab. Nach einmaliger Stromunterbrechung verkleinerte sich diese Differenz sogar nochmals um 1 Volt.

an der Grenze zwischen dem Crookeschen Dunkelraume und dem negativen Glimmlichte, so war der Unterschied der Potentialwerte, die von den beiden Sonden bei *demselben* Kathodenmetall angegeben wurden, derart, daß die berechneten Glimmlichtgefälle sich um etwa 50 Proz. unterschieden.

Die Ergebnisse *innerhalb* des negativen Glimmlichtes hängen also jedenfalls in hohem Maße von der Gestalt und dem Bau der Sonde ab, und zwar werden die Potentialwerte im negativen Glimmlichte um so größer gefunden, je größer die durch die Sonde verursachte Störung der normalen Ladungsverteilung im Glimmlichte ist. Das geringe negative Glimmlichtgefälle, welches durch derartige gestörte Messungen gefunden wird, kann dazu verleiten, an der irrgen Meinung festzuhalten, als ob im negativen Glimmlichte kein nennenswerter Spannungsabfall vorhanden wäre<sup>1)</sup>. Ist nun durch die Störung der Sonden das Glimmlichtgefälle sehr klein geworden, so ergibt sich natürlich auch gute Konstanz und Reproduzierbarkeit des Kathodengefälles, ohne daß es auf die ganz genaue Stellung der Sonde innerhalb des Glimmlichtes ankommt. Nach dem Gesagten darf aber diese Konstanz und Reproduzierbarkeit des Kathodengefälles nicht als beweisend für die Güte der Messungen angeführt werden. Diese beschriebene Unsicherheit der Sondenmessungen innerhalb des negativen Glimmlichtes läßt somit die von Gehlhoff und Rottgardt (a. a. O.) verwandte Definition nicht als einwandfrei erscheinen. Auch die Versuche und Überlegungen von Kossel (a. a. O.) stützen durchaus diese Ansicht.

Es wurde deshalb für angezeigt gehalten, in Anlehnung an Warburg *das Kathodengefälle als die Potentialdifferenz eines Grenzpunktes zwischen dem negativen Glimmlicht und dem Faradayschen Dunkelraume einerseits und der Kathode andererseits zu definieren*<sup>2)</sup>.

§ 7. Evakuiert man eine Glimmlichtröhre auf den zur Messung des Kathodengefälles geeigneten Druck (3—4 mm Hg), so beobachtet man nach einigen Tagen, auch wenn während

1) Tab. II zeigt, daß z. B. das Gefälle im negativen Glimmlicht an Pt bis zu 80 Volt betragen kann.

2) Diese Potentialdifferenz erwies sich in meiner Apparatur innerhalb der möglicherweise durch Feuchtigkeitsveränderungen verursachten Abweichungen als vom Drucke unabhängig.

dieser Zeit keine Entladung durch das Rohr gegangen war, eine deutliche Verkleinerung aller Glimmlichtdimensionen bei gleichzeitiger Abnahme des Kathodengefälles. So kann beispielsweise nach 2 Tagen leicht ein Abfall des Meßwertes um 35 Volt festgestellt werden. Es wurden eine große Zahl Versuche angestellt, um den Nachweis zu erbringen, daß diese Veränderung der Entladungsbedingungen im abgeschlossenen Gefäße einem veränderten Feuchtigkeitsgehalte zuzuschreiben ist.

Bekanntlich diffundiert aus einer Kapselpumpe Wasserdampf in die Apparatur, und zwar um so mehr, je stärker die Pumpe sich erwärmt hat. Es mußte deshalb die Gaedesche Kapselpumpe, welche zuerst ohne Zwischenschaltung eines Trockenrohres direkt an der Entladungsrohre angeschlossen war, die Höhe des Kathodenfalles in dem Sinne beeinflussen, daß bei längerer Inbetriebsetzung derselben, also bei ihrer Erwärmung, auch in der Entladungsrohre eine erhöhte Feuchtigkeit nachweisbar war. In der Tat erniedrigte sich das Kathodengefälle nach einstündigem Auspumpen um etwa 11 Volt. Damit ergab sich die Notwendigkeit des Einsetzens einer  $P_2O_5$ -Trockenröhre zwischen die Pumpe und das Meßgefäß, was in der Folge zu Ergebnissen führte, welche durchschnittlich 10 Volt höher waren, als sie bei sonst gleichen Versuchsbedingungen früher gemessen worden waren. Diese Trockenröhre, welche, abgesehen von einem Zwischenhahn, direkt an die Entladungsrohre angeschlossen war, gestattete nun erst die Beobachtung der Feuchtigkeitsveränderungen in der Entladungsrohre. Nachdem auch zwischen das  $P_2O_5$ -Rohr und die Pumpe ein zweiter Hahn eingesetzt war, bestand die Möglichkeit, durch den ersten Zwischenhahn die beiden Gefäße in jedem beliebigen Momente voneinander abzuschließen oder zu verbinden und dabei das Verhalten des Kathodengefälles zu beobachten. Die Resultate eines derartigen Versuches sind in Fig. 3 (die Abszissen bedeuten Stunden) wiedergegeben. Allerdings erfolgte bei dieser Aufnahme die Sondeneinstellung nach der Methode von Gehlhoff, was aber, da Pt als Kathode diente, für den Verlauf der Kurve bedeutungslos ist. Man sieht, daß das Öffnen des Hahnes (in der Figur bezeichnet als  $+ P_2O_5$ ) ein Ansteigen des Kathodengefälles zur Folge hat, dagegen das jeweilige Abschließen der Entladungsrohre vom Trockenrohre ( $- P_2O_5$ ) von einem Sinken des Meßwertes begleitet ist. Die Erklärung für dieses

Verhalten finden wir schon in den beiden Warburgschen Arbeiten, und zwar ist das Ansteigen des Kathodengefälles bei offenem Hahne offenbar auf den  $H_2O$ -Dampfentzug durch das Trockenmittel zurückzuführen, während das Abfallen der Kurve

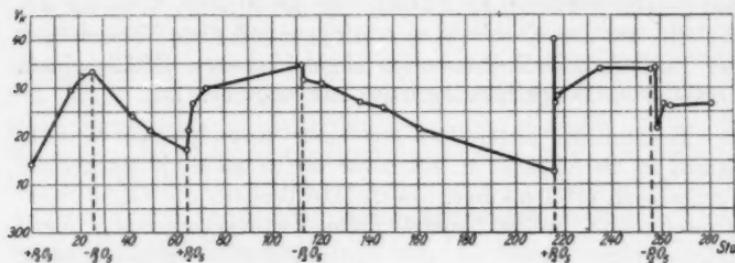


Fig. 3. \*

bei geschlossenem Hahne zweifellos auf die Abgabe von Feuchtigkeit von den Gefäßwänden hindeutet<sup>1)</sup>. Bei der Abszisse 216 Stunden ist in Fig. 8 eine plötzliche, sprunghafte Änderung des Kathodenfalles zu beobachten. Der Grund für dieses Verhalten kann nicht angegeben werden.

Eine ähnliche Kurve wurde aufgenommen, um einen allfälligen Einfluß der Zimmertemperatur auf die Wasserdampf-abgabe der Gefäßwände an das Vakuum festzustellen. Da diese Versuche aber im wesentlichen negativ ausgefallen sind (wegen zu kleinen Temperaturänderungen), bieten sie kein weiteres Interesse.

Um die Kathodenfallmessungen möglichst dem Einfluß variabler Feuchtigkeitsverhältnisse in der Meßapparatur zu entziehen, wurde ein Verfahren<sup>2)</sup> angewandt, um die Wasserkapillarhaut auf den Gefäßwänden auf ein Minimum herunterzudrücken. Diese Wasserkapillarhaut beruht bekanntlich auf den hygrokopischen Eigenschaften des Glases, die durch eine kleine Quantität freien oder locker gebundenen Alkalies an der Glasoberfläche bedingt sind. Der Entfernungsprozeß dieses Alkalies besteht in einer vollständigen Entfettung der Glasoberfläche durch eine

1) Vgl. analoge Beobachtungen über den Einfluß von geringen Feuchtigkeitsspuren auf das Funkenpotential in Luft bei Edgar Meyer, Ann. d. Phys. 65. S. 335. 1921 und H. Stücklen, Ann. d. Phys. 65. S. 369. 1921.

2) Auch angewandt von H. Stücklen, Ann. d. Phys. 65. S. 369. 1921.

heiße Chromsäurelösung und darauf folgendem etwa einstündigem Auskochen der Meßapparatur in destilliertem Wasser, wobei das Alkali aufgelöst wird<sup>1)</sup>. Der Effekt dieses Auskochens wurde nun durch folgende Messung (vgl. Fig. 4) festgestellt.

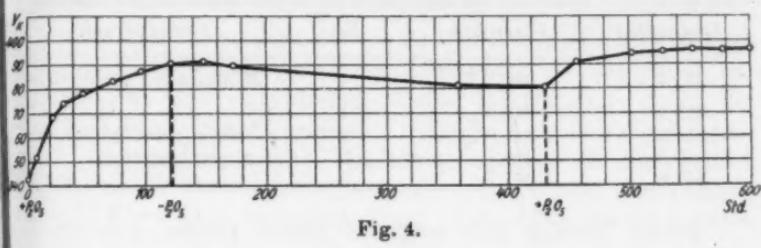


Fig. 4.

Das Entladungsgefäß blieb zuerst durch den geöffneten Zwischenhahn dauernd in Verbindung mit der Trockenröhre, was ein langsames Ansteigen des Kathodenfalles bedingte. Auf dem maximalen Wert angelangt, wurde alsdann der Hahn geschlossen, und da nun die Glaswände nur wenig Wasserdampf abgaben, konnte jetzt der hohe Meßwert längere Zeit beobachtet werden. Der Unterschied von Fig. 4 gegen Fig. 3 ist sehr in die Augen springend.

§ 8. Nach diesen Versuchen war zu erwarten, daß auch die Ergebnisse in einer aus Quarz hergestellten Entladungsrohre sich ähnlich verhalten würden, wie die in der ausgekochten Glasapparatur beobachteten Werte, da Quarz bedeutend weniger hygrokopisch ist, als unbehandeltes Glas. Die unternommenen Versuche rechtfertigten diese Erwartung vollständig.

An die Apparatur mit der ausgekochten Entladungsrohre wurde für diesen Versuch noch ein Entladungsgefäß aus Quarz von gleichen Dimensionen durch einen Schliff angesetzt und zwar so, daß sich beide Entladungsrohre symmetrisch zur Luftzuführung bzw. zum Trockenrohre befanden. Nachdem beide Gefäße mit Luft von gleicher Feuchtigkeit gefüllt waren, was durch das Vorhandensein von gleichem Kathodengefälle kontrolliert wurde, konnte jedes Gefäß für sich durch einen Hahn abgeschlossen, und die Veränderung des sich selbst überlassenen Inhaltes durch Messen des Kathodengefälles beobachtet

1) Angegeben von E. Warburg u. T. Ihmori, Wied. Ann. 27. 8. 481. 1886.

werden. Als Kathoden dienten zwei Pt-Drähte, an denen im Verlaufe von 9 Tagen folgende Werte des Kathodengefälles gemessen wurden:

Tabelle I.

Quarzröhre	Glasröhre	Zeit	Bemerkungen
353,7 V.	352,3 V.	0	Miteinander verbunden
352,3 „	348,6 „	1	
349,5 „	347,0 „	2	
349,5 „	346,7 „	3	
347,8 „	347,7 „	9	Gefäße voneinander abgeschlossen

Dieser Versuch läßt somit in beiden Röhren eine etwa gleiche Wasserdampfabgabe der Gefäßwände erkennen. Wenn man auch aus der Tab. I entnehmen könnte, daß die Feuchtigkeitsveränderungen in einer Quarzröhre gleichmäßiger erfolgen, als in der ausgekochten Glasröhre, (welcher Verlauf nicht immer genau reproduzierbar ist), so bleibt immerhin als wichtiges Ergebnis dieses Versuches bestehen, daß die in der beschriebenen Weise behandelte Glasoberfläche ebensowenig hygroskopisch ist, wie die Quarzglasoberfläche.

§ 9. In der Literatur findet man oft die verschiedenartigsten der zur Verfügung stehenden Trockenmittel kombiniert zur Entfeuchtung von Gasen. So hat Rottgardt beispielsweise außer  $P_2O_5$  noch in konzentrierter  $H_2SO_4$  getränkten Bimsstein verwendet. Dies scheint abgesehen davon, daß bei der Verwendung von  $H_2SO_4$  als Trockenmittel mit einer geringen  $SO_3$ -Verunreinigung des Gases gerechnet werden muß, auch vom hygroskopischen Standpunkte aus unzweckmäßig zu sein<sup>1)</sup>. Nachdem sich das Kathodengefälle in Luft als äußerst empfindliches Reagens auf die minimalsten Spuren von Feuchtigkeit ergeben hat, kann man aus der Höhe der erhaltenen Meßwerte in Luft auf die Wirksamkeit des angewandten Trocknungsverfahrens zurückschließen. Besondere Messungen an Pt in Luft ergaben folgende Resultate: Wurde das Gas zuerst über  $P_2O_5$  und *alsdann* über konzentrierte  $H_2SO_4$  geleitet, so fand

1) Konzentrierte Schwefelsäure hat nur als 98,33 prozentiges Gemisch eine konstante Zusammensetzung. Die 100prozentige Säure gibt  $SO_3$ , die verdünnte Säure Wasser ab. (Vgl. Alexander Smith, Anorg. Chem., II. Aufl. S. 303.)

sich das Kathodengefälle um etwa 15 Volt niedriger, als wenn die Entfeuchtung nur von  $P_2O_5$  allein besorgt worden war. Erfolgte aber die Gaszufuhr zuerst über  $H_2SO_4$  und dann über  $P_2O_5$ , so war praktisch keine Beeinflussung des Kathoden-gefälles durch die  $H_2SO_4$  festzustellen.

Als besonders wirksam erwies sich die Anordnung, wie sie in Fig. 1 dargestellt ist. Die Luftzufuhr erfolgte durch ein  $P_2O_5$ -Rohr und, unmittelbar daran anschließend, durch ein mittels flüssiger Luft gekühltes U-Rohr. Letzteres diente nicht nur zur Ergänzung der Trocknung, sondern in ihm wurden auch andere Verunreinigungen, wie z. B. Öl- und Fett-Dämpfe kondensiert und zurückgehalten. Die Wirkungsweise dieses

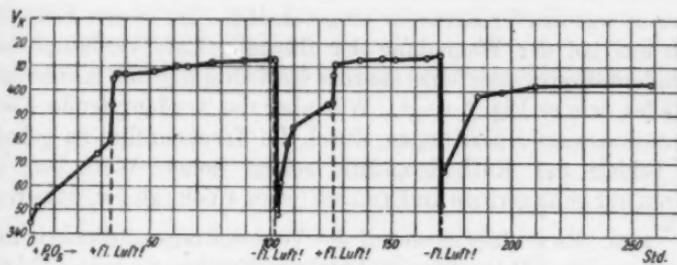


Fig. 5.

Ausfrierverfahrens kommt in der Fig. 5 deutlich zur Veranschaulichung. Die Kurve, welche in einer unausgekochten Röhre aufgenommen worden ist, zeigt den sehr beträchtlichen Anstieg des Kathodengefälles, wenn mit flüssiger Luft getrocknet wird, und sie lässt auch schon eine gewisse obere Grenze des Kathodengefälles erkennen, welche dann erreicht wird, wenn von der Trockenapparatur nur noch soviel Wasserdampf absorbiert wird, als die Gefäßwände in der gleichen Zeit an das Vakuum abgeben. Es stellt sich also nach einiger Zeit ein Gleichgewichtszustand ein.

Von besonderem Interesse ist der Verlauf des Kathoden-gefälles in Fig. 5 im Momente der Wegnahme der flüssigen Luft, in der Figur bezeichnet durch „— fl. Luft“. Das Kathodengefälle sinkt in dem Augenblicke, wo das im U-Rohr ausgeschiedene Wasser wieder in das Vakuum verdampft bis etwa auf den Anfangswert hinunter, um dann aber rasch wieder bis zu

einer gewissen Höhe anzusteigen<sup>1)</sup>). Im Anstiege der Kurve bis zu 415 Volt heran, erkennt man aber vor allem, daß hier die flüssige Luft als außerordentlich gutes Trockenmittel wirkt, welches in Kombination mit dem Aussiedeverfahren der Meßapparatur zu bisher nicht gemessenen Extremwerten des Kathodengefäßes führen muß.

Daß es sich bei der Verwendung der flüssigen Luft in der Hauptsache wirklich um ein Ausfrieren des Wasserdampfes handelt, wurde durch folgenden Versuch bewiesen. Zwischen das U-Rohr und dem Entladegefäß wurde noch eine  $P_2O_5$ -Trockenröhre parallel zu der schon bestehenden Verbindung gelegt. Vermittelst eines Dreiweghahns konnte entweder das U-Rohr direkt mit dem Entladegefäß verbunden werden, oder aber es war das Trockenrohr eingeschaltet. Im ersten Falle ergab das bei der Wegnahme der flüssigen Luft verdampfende Kondensationswasser eine enorme Erniedrigung des Kathodengefäßes, wie es Fig. 5 zeigt. War aber das verdampfende Kondensationswasser gezwungen, durch die Trockenröhre zu gehen, so behielt das Kathodengefäß seinen hohen Wert bei; es waren nur ganz geringe Änderungen (etwa 4 Volt) zu konstatieren.

§ 10. Es sei hier noch auf die Verwendungsmöglichkeit der Trockenmittel ( $P_2O_5$ , flüssige Luft) zur Erreichung hoher Vakua bei beschränkter Leistung der Pumpe hingewiesen. Ein an die Apparatur angeblasener, und durch einen Hahn abschließbarer kleiner Kolben, welcher mit ausgekochtem, destilliertem Wasser gefüllt ist (Fig. 1), erlaubt die Luftfüllung sukzessive durch Wasserdampf zu ersetzen, der dann von einer angeschlossenen  $P_2O_5$ -Röhre absorbiert wird. Auf diese Weise gelang es in einem Falle das Vakuum in einer ausgekochten Röhre so hoch zu treiben, daß die Spannung einer gut funktionierenden Elektrisiermaschine keine sichtbare Entladung mehr zwischen den Elektroden hervorzubringen vermochte.

§ 11. Durch besonders angestellte Versuche ergab sich die Unabhängigkeit des Kathodengefäßes von dem Vorhandensein von Hg-Dampf. Da dieses eine Bestätigung der älteren Versuche von Warburg (a. a. O.) ist, so braucht nicht näher darauf eingegangen zu werden.

1) Vgl. die ganz ähnlichen Resultate für das Funkenpotential in Luft bei Edgar Meyer, Ann. d. Phys. 65. S. 335. 1921.

§ 12. Nachdem das Verhalten des Kathodengefälles an Platin in Luft durch ausgedehnte Messungen festgestellt worden war, sollten nun die übrigen zur Verfügung stehenden Metalle (insofern es ihre chemischen Eigenschaften und die Möglichkeit, ihnen drahtförmige Gestalt zu geben, gestatteten) auf das gleiche Verhalten untersucht, und eventuell vorhandene Extremwerte gleichfalls bestimmt werden. Damit aber die aufgenommenen Meßwerte mit dem entsprechenden Kathodengefälle der selben Feuchtigkeitsphase an Platin verglichen werden konnten, wurden, wie einleitend bereits erwähnt, an die bis dahin benutzte Entladungsröhre noch zwei exakt gleich dimensionierte, ebenfalls ausgekochte Röhren symmetrisch angeblasen, so daß die Messungen in allen drei Röhren bei wohl sicher gleichen Verhältnissen (Druck und Feuchtigkeitsgrad) stattfanden.

Als erste Metalle wurden neben Platin Al und Ni gewählt. Die Beobachtungszeit erstreckte sich bei dieser Meßreihe über

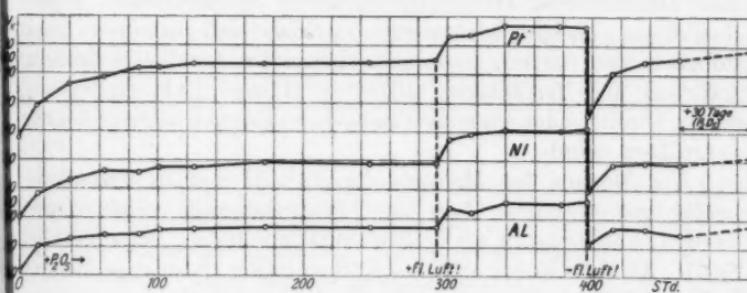


Fig. 6.

nahezu zwei Monate, wobei das U-Rohr während vier Tagen ununterbrochen mit flüssiger Luft gekühlt war. Es zeigte sich nämlich, daß die Trocknungszeit mit flüssiger Luft auf wenige Tage eingeschränkt werden kann, wenn die Apparatur vorher einige Wochen hindurch in dauernder Verbindung mit einer  $P_2O_5$ -Trockenröhre gestanden hat. Handelt es sich aber darum, in möglichst kurzer Zeit den Maximalwert des Kathodengefälles zu erreichen, so empfiehlt es sich, schon von Beginn der Beobachtungen an mit flüssiger Luft zu arbeiten, was auch in den Messerien der übrigen Metalle im Interesse der Zeitersparnis geschehen ist. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in der Tab. II zusammengestellt. Fig. 6 zeigt den zeitlichen Ver-

lauf der Kathodenfallwerte. Hierbei wurde die Glimmlichtlänge möglichst kurz gehalten; die Sonde befand sich in einer Ebene senkrecht zur Achse der Drahtkathode, und war etwa 1 cm von dem vorderen Ende der Kathode nach hinten gerückt<sup>1)</sup>.

Wie aus der Tabelle ersichtlich, sind die Werte nach Gehlhoffscher Einstellung ( $v_{k1}$ ) noch mitgemessen worden, dagegen sind die  $v_{k2}$ -Kurven der Übersicht halber in Fig. 6 nicht eingetragen. Man sieht, daß sich die Veränderungen der Kathodenfallwerte bei Kühlung mit flüssiger Luft (in der Fig. bezeichnet als + Fl. Luft) in den letzten drei Tagen innerhalb der Meßfehlergrenze ( $\pm 1$  Proz.) bewegen. Hier, sowie auch bei den späteren Meßreihen wurde der größte der drei letzten Werte als endgültiges Ergebnis des Versuches benutzt.

Es muß aber ausdrücklich bemerkt werden, daß diese Meßwerte keine absoluten Maxima darstellen, sondern es sind gewissermaßen der beschriebenen Versuchsanordnung und dem hier angewandten Trocknungsverfahren entsprechende, reproduzierbare Gleichgewichtswerte, welche sich offenbar noch höher treiben ließen, wenn man beispielsweise die Meßröhren während der Versuchszeit selbst in flüssige Luft eintauchen lassen könnte, oder aber die Beobachtungsdauer noch viel mehr vergrößern würde.

Vor Beginn der Messerie der Tab. II war in verhältnismäßig gut trockener Luft eine Probemessung vorgenommen worden, welche an Pt für  $v_{k1}$  etwa 383 Volt, für  $v_{k2}$  etwa 390 Volt ergab. Alsdann wurde aus dem Kolben  $k$  (Fig. 1) solange Wasser in die Röhre hinein verdampft, bis das rote positive Licht und das rötliche negative Licht in eine gleiche, tiefblaue Farbe umgeschlagen waren. Bei dieser hohen Feuchtigkeit war es jedoch unmöglich, eine Messung vorzunehmen, da ein lautes Singen im Telephon das Vorhandensein von intermittierendem Strom anzeigen und die Unruhe der Elektrometernadel keine Ablesung auf der Skala gestattete. Erst von einem gewissen höheren Trockenheitsgrade an hörte das Singen auf, und von da an beginnen die Aufzeichnungen der Tab. II.

Die Werte an Al sind anfänglich nicht genau bestimmbar, da beständig ein spontanes Ausschlagen der Elektrometernadel (in Richtung abnehmender  $v_k$ ) stattfindet, welches begleitet wird durch ein heftiges ununterbrochenes Knacken im Tele-

1) Vgl. Hehl, Phys. Zeitschr. 3, S. 548. 1902.

Tabelle II.

 $J$  = Stromstärke in Milliampère.

$v_{ka}$  = Kathodengefälle in Volt nach Schaufelberger  
 $v_{ki}$  = " " " " Gehlhoff } gemessen.  
 $\Delta v = (v_{ka} - v_{ki})$ .

Pt				Al				Ni				Std.
$J$	$v_{ka}$	$v_{ki}$	$\Delta v$	$J$	$v_{ka}$	$v_{ki}$	$\Delta v$	$J$	$v_{ka}$	$v_{ki}$	$\Delta v$	
0,452	344,8	273,6	71,2	0,574	252,9	225,3	27,6	0,540	290,0	244,1	45,9	0,0
0,405	366,7	288,6	78,1	0,597	269,9	229,6	40,3	0,436	305,8	288,6	17,2	15,0
0,392	382,0	307,3	74,7	0,611	275,2	245,5	29,7	0,607	315,5	297,5	18,0	30,0
0,446	386,8	320,6	66,2	0,603	277,8	248,7	29,1	0,493	321,7	308,8	12,9	63,0
0,432	393,0	325,4	67,6	0,563	278,2	250,5	27,7	0,523	320,7	310,1	10,6	87,0
0,432	393,1	327,2	65,9	0,584	281,5	245,5	36,0	0,553	324,0	308,4	15,6	101,0
0,412	395,8	331,2	64,6	0,561	281,6	245,3	36,3	0,540	324,2	307,8	16,4	125,0
0,432	395,3	330,8	64,5	0,598	282,8	245,5	37,3	0,530	328,5	314,8	13,7	174,0
0,426	398,0	331,7	66,3	0,591	282,3	250,4	31,9	0,563	327,3	314,3	13,0	246,0
0,422	400,2	335,6	64,6	0,581	282,8	248,8	34,0	0,553	328,0	314,1	13,9	292,0
+ fl. Luft												
0,392	417,2	354,2	63,0	0,621	296,5	271,4	25,1	0,587	344,4	331,8	12,6	301,0
0,402	417,2	352,3	64,9	0,567	293,7	258,4	35,3	0,581	348,2	336,1	12,1	316,0
0,395	424,5	359,5	65,0	0,567	301,3	265,9	35,4	0,540	351,0	336,5	14,5	340,0
0,405	424,3	357,6	66,7	0,587	300,1	263,4	36,7	0,540	351,2	336,6	14,6	378,0
0,405	423,9	359,8	64,1	0,594	302,2	268,0	34,2	0,540	353,3	337,4	15,9	396,0
- fl. Luft												
nach weiteren 30 Tagen (+ $P_2O_5$ )												
0,378	407,2	351,8	55,4	0,513	285,6	255,1	30,5	0,442	332,9	321,0	11,9	1180,0

phon. Der hierdurch bedingte Fehler ist für  $v_{ki}$  etwa dreimal so groß (etwa 15 Volt), wie für  $v_{ka}$ . Mit zunehmender Trockenheit verschwindet diese Erscheinung mehr und mehr.

Die Messungen an Ni sind leicht auszuführen, und geben keinen Anlaß zu besonderen Bemerkungen.

§ 13. Es wurden insgesamt Dauermessungen an 17 verschiedenen Metallen vorgenommen, und mit Ausnahme des Bi und Mg, an allen dasselbe Verhalten gegenüber der Feuchtigkeit festgestellt. Auch das Maximum des Meßwertes stellte sich überall gleichzeitig mit dem an Pt ein, ein Beweis dafür, daß die Veränderlichkeit des Kathodengefälles nicht mit einer

chemischen Veränderung der Kathodenoberfläche, sondern nur mit der Zusammensetzung der Gasfüllung verknüpft sein dürfte. Immerhin wurde darauf verzichtet, das Kathodengefälle schon von einer möglichst großen Feuchtigkeit der Luftfüllung an zu verfolgen (wie etwa in § 12), sondern es wurde im Interesse einer rascheren Austrocknung auch beim Auswechseln der Kathoden der Zutritt von Feuchtigkeit möglichst

Tabelle III.

Kathode	<i>J</i>	<i>v</i>	<i>q</i>
Mg	0,60	247	2,7
Al	0,59	302	3,0
Bi	0,80	339	3,7
Ni	0,54	353	—
F	0,39	363	3,7
Zn	0,25	372	3,4
Cd	0,47	375	—
Cu	0,40	375	4,0
Ir	0,23	379	—
Co	0,44	381	—
Pb	0,59	392	—
Sn	0,36	393	3,8
Sb	0,38	396	—
Au	0,38	418	—
Pd	0,48	421	—
Pt	0,40	425	4,4
Ag	0,36	428	4,1
C <sup>1)</sup>	—	(438)	4,1

vermieden. Ebenso wurden die Werte  $v_{ki}$  aus den bereits erwähnten Gründen nicht weiter verfolgt, was schließlich nur ein frühzeitiges Leitendwerden des gläsernen Sondenschutzes durch den Zerstäubungsprozeß an der Kathode zur Folge gehabt hätte. Der Verlauf der zeitlichen Veränderung des Kathodengefälles ist überall (mit Ausnahme von Mg und Bi) vollkommen analog den in Fig. 4 aufgezeichneten, so daß wir uns mit der Zusammenstellung der Höchstwerte (abgerundet auf ganze Volt) (Tab. III) und der Erwähnung von dem besonderen Verhalten einzelner Metalle bei der Glimmentladung begnügen.

1) Wegen  $v_{ki}$  bei C vgl. § 16. Der Wert 438 Volt ist in feuchtere Luft gemessen, doch ist nicht untersucht, ob dieser Wert mit wachsender Trockenheit auch ansteigt.

Der Vollständigkeit halber sind in Tab. III auch unter *J* die gleichzeitig gemessenen Stromstärken in Milliampères angegeben. Sie gestatten aber wegen der Verschiedenheit der Drahdicken und der nur ungefähr gleichlang gehaltenen Glimmlichtüberdeckung, keinerlei Schlüsse auf den Zusammenhang zwischen Stromdichte und Kathodengefälle zu ziehen.

*Besondere Bemerkungen:*

Mg: Kathode bleibt blank. Ununterbrochenes Aufblitzen an der Sonde mit gleichzeitigem Ausschlagen der Elektrometerneedle und Knacken im Telephon. Das Parallelschalten einer Kapazität (0,5 M.-F.) zwischen Sonde und Elektrometer einerseits und der Erdleitung (Kathode) andererseits, ebenso die Zwischenschaltung eines Graphitwiderstandes ( $5 \times 10^6 \Omega$ ) zwischen Sonde und Elektrometer, vermochten diese „Szintillationen“ an der Sonde weder zu verstärken, noch sie abzuschwächen, so daß zu deren Erklärung die Annahme von Schwingungen (Elektrometer als Kapazität) ausgeschlossen ist. Beim Aufblitzen an der Sonde zeigten die Elektrometerausschläge Schwankungen von etwa 1—2 Volt, und zwar im Sinne eines abnehmenden Kathodenfalles. Der Wert 247 Volt dürfte also jedenfalls um einige Volt zu niedrig sein.

Besonders zu bemerken ist hier noch, daß bei Magnesium der Kathodenfall innerhalb der untersuchten Grenzen unabhängig von der Feuchtigkeit zu sein scheint (vgl. § 17).

Al: siehe § 12.

Bi: Stäbchen aus diesem Metalle unter Luftabschluß in einem Glasröhrengesetz. Blank. Einstellung des Elektrometers gut.

An diesem Metalle scheint der Feuchtigkeitsgehalt des Gases ebenfalls innerhalb der untersuchten Grenzen das Kathodengefälle wenig zu beeinflussen (vgl. § 17).

Ni: siehe § 12.

Fe: blank, gute Einstellung des Elektrometers.

Zn: „ „ „ „ „ „

Cd: „ „ „ „ „ „

Cu: „ „ „ „ „ „

Ir: „ „ „ „ „ „

Von diesem Metalle stand nur ein etwa 15 mm langes Stückchen von unregelmäßigem Querschnitte zur Ver-

fügung, so daß die Sondeneinstellung nur mangelhaft erfolgen konnte.

Co: blank, gute Einstellung des Elektrometers.

Draht unvollkommen rund.

Pb: Einstellung des Elektrometers nicht immer stabil. Es existiert tatsächlich ein niedriger Anfangswert<sup>1)</sup> für  $v_{ka}$  welcher der blanken Kathodenoberfläche entsprechen dürfte. Der Wert steigt beständig, bis die vom Glimmlicht überdeckte Oberfläche mit einer blauen Schicht überdeckt ist.

Sn: blank, gute Einstellung des Elektrometers.

Sb: blank, Einstellung des Elektrometers nicht so sehr konstant. Querschnitt des Drahtes quadratisch mit abgerundeten Kanten.

Au: Leichte Dunkelfärbung des Drahtes. Gute Einstellung des Elektrometers. Starke Zerstäubung und dadurch Schwärzung der Sonde.

Pd: blank, gute Einstellung des Elektrometers.

Pt:

Ag: Anlauffarben. Gute Einstellung des Elektrometers. Schwärzung der Sonde. Stabile Entladung nur bei einer gewissen Länge des Glimmlichtes.

§ 14. In Tab. III sind unter  $\varphi$  noch diejenigen Energien Mengen angegeben, die nötig sind, um ein Elektron aus einer Metalloberfläche herauszuziehen. Diese  $\varphi$  sind durch die Untersuchungen von Richardson, Langmuir und anderen für verschiedene Metalle bekannt<sup>2)</sup>. Man bemerkt einen parallelen Gang in  $\varphi$  und  $v_{ka}$ , so daß größeren  $\varphi$  im allgemeinen auch ein größeres  $v_{ka}$  entspricht. Uns scheint die Feststellung dieses Verlaufes um so wichtiger, als auch Holst u. Oosterhuis<sup>3)</sup> ein analoges Verhalten für die Funkenpotentiale verschiedener Metalle in Neon gefunden haben.

§ 15. Wenn an einer Kathode während einiger Zeit Glimmentladung stattgefunden hat, so wird dadurch das Kathodenmaterial etwas modifiziert, sei es, daß durch die Zerstäubung die Metalloberfläche gereinigt wird<sup>4)</sup>, sei es, daß, je nach der

1) K. Rottgardt, a. a. O.

2) Die in Tab. III angegebenen  $\varphi$  sind entnommen: I. Langmuir, Trans. Am. El. chem. Soc. **29**, S. 125. 1916.

3) G. Holst u. E. Oosterhuis, Physica **1**, S. 78. 1921.

4) E. Warburg, Wied. Ann. **31**, S. 591. 1887.

Natur der Kathode, Oxydation eintritt.<sup>1)</sup> Durch diese Veränderung wird auch der Kathodenfall etwas beeinflußt. Diese Oberflächenveränderungen werden durch den Gasinhalt des Entladerohres (bei uns Luft) wieder rückgängig gemacht, sobald die Unterbrechung der Entladung längere Zeit (Stunden, Tage) dauert. Damit im Zusammenhang erweist sich der Elektrometerausschlag im ersten Momenten nie als konstant, wenn nicht vorher eine Entladung von mindestens einigen Minuten der Messung vorausgegangen ist. Erst nach Bildung der erwähnten Oberflächenveränderungen sind reproduzierbare Werte für das Kathodengefälle zu erhalten. Der erste Ausschlag, unmittelbar nach dem Einschalten, steht meistens über, in einigen Fällen aber auch unterhalb dem definitiven Einstellungswerte. Hat nun das Glimmlicht längere Zeit eine bestimmte Länge der Kathode überdeckt, so ergibt sich an diesem „veränderten“ Teil der Kathode ein Kathodengefälle, welches in den meisten Fällen um mehrere Volt unterhalb dem entsprechenden Werte für den „unveränderten“ Kathodenteil liegt. Vergrößert man dann die Stromstärke durch Verkleinerung des Vorschaltwiderstandes, so wird das Glimmlicht erst von jenem Momenten an auf den bis dahin an der Entladung unbeteiligten Teil der Kathode übergreifen, wenn die Stromdichte so groß ist, daß ihr das Kathodengefälle des unveränderten Teiles der Kathode entspricht. Die Stromdichte ist dann an dem schon länger benutzten Teile der Kathode größer, als an dem frisch mit Glimmlicht überdeckten, und dementsprechend ist auch ein Unterschied der Lichtintensität an den beiden Teilen von bloßem Auge leicht festzustellen. Man kann also gewissermaßen so lange von einem anomalen Kathodengefälle an dem ersten Teil der Kathode sprechen, bis die Oberflächenveränderungen auch an dem zweiten Teil der Kathode eingetreten sind. Dies ist dann der Fall, wenn die Lichtintensitäten der ganzen Kathode konstant geworden, und der Elektrometerausschlag wieder auf seinen ursprünglichen Wert zurückgegangen ist.

Diese Auffassung wird gestützt durch die Tatsache, daß die Vergrößerung der Stromstärke um kleine Beträge meistens schon dieselbe Erhöhung des Kathodengefälles um einige Volt zur Folge hat, welche auch bei einer Vergrößerung der Strom-

1) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. 9, S. 709, 1902.

stärke um das zwei- oder mehrfache erhalten wird. So erhöhte in einem Falle eine Vergrößerung der Stromstärke um 10 Proz. den Kathodenfall plötzlich um etwa 4 Volt, ohne daß sich aber dabei die Glimmlichtlänge sichtlich verändert hätte. Eine nun folgende weitere Vergrößerung der Stromstärke verursachte dann ein plötzliches Ausdehnen des Glimmlichtes über die Kathode hin, ohne merklichen weiteren Anstieg des Kathoden gefälles. Unmittelbar darauf erfolgte aber ein langsames und stetiges Zurückgehen des Elektrometerausschlages bis auf den ursprünglichen Meßwert hinunter. Diese scheinbare Abhängigkeit des Kathoden gefälles von der Stromstärke war jedoch nicht zu beobachten, wenn dem Versuche eine Entladung längs der ganzen Kathode von etwa  $\frac{1}{2}$  Stunde Dauer vorangeschickt worden war.

Wenn die vorstehenden Erklärungen den wirklichen Verhältnissen entsprechen, so müßte es durch passende Konstruktion des Kathodendrahtes gelingen, an einem Metalle mit niedrigem Kathoden gefälle den höheren Kathodenfall eines anderen Metalles herzustellen. Um dies zu prüfen, wurde in einen Pd-Draht ( $v_{ka} = 421$  Volt) ein etwa 2,5 cm langer, gleich dicker Al-Draht ( $v_{ka} = 302$  Volt) eingesetzt und die so hergestellte Kathode so in die Entladungsröhre eingesetzt, daß der Kathodenfall am Al bei verschiedenen Stromstärken gemessen werden konnte. In der Tat entsprachen die gefundenen Werte (Tab. IV und Fig. 7) vollständig den Erwartungen. Die ersten Messungen wurden bei einer Überdeckung des Al-Drahtes von etwa 1,5 cm Länge vorgenommen<sup>1)</sup> und blieben auch bei Vergrößerung der Stromstärke solange praktisch konstant (Teil I von Fig. 7), bis das Glimmlicht das Palladium berührte. Die weiteren Werte (Teil II der Kurve Fig. 7), welche gewissermaßen einen Übergang vom normalen zum anomalen Kathoden gefälle an Al darstellen, sind zweifellos eine Folge der veränderten Ladungsverhältnisse, die im regulären, zylindrischen Glimmlichte durch das Zusammendrücken des vorgelagerten, ausgebuchteten Teiles des Glimmlichtes<sup>2)</sup> bei seinem allmählichen Übergang auf das Palladium entstehen. Von dem Momente an, wo bei weiterer Vergrößerung der Stromstärke auch der regu-

1) Vgl. dazu die Meßresultate an Al, Tab. II.

2) Vgl. Lehmann, Verh. des Naturw. Ver. Karlsruhe 1902, Bd. 15, 13. Seite der Abhandl.

läre, zylindrische Teil des Glimmlichtes an die Übergangsstelle vom Aluminium zum Palladium herantritt ( $v_{ka} = 310$  Volt), wächst das Kathodengefälle am Al exakt proportional mit der

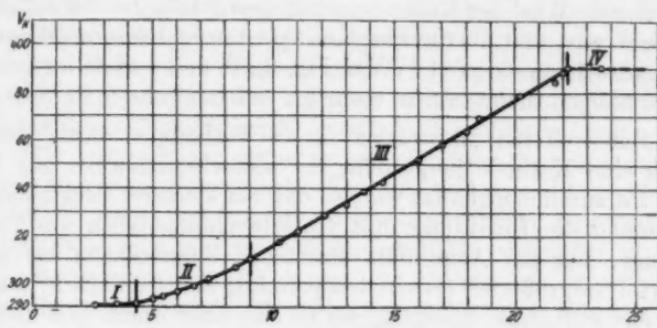


Fig. 7.

Tabelle IV.

$J$	$v_{ka}$	Bemerkungen
0,175	290,8	
0,236	291,3	
0,290	291,7	$v_{ka}$ normal.
0,338	293,6	
0,364	294,7	
0,405	296,4	
0,452	299,2	
0,493	302,2	
0,567	306,8	
0,608	310,3	
0,688	317,6	
0,743	322,1	
0,811	328,8	
0,878	333,3	
0,925	338,8	
0,978	343,0	
1,079	352,3	
1,146	358,3	$v_{ka}$ anomal.
1,214	363,8	
1,248	369,6	
1,363	378,8	
1,464	384,6	
1,484	388,5	
1,497	390,5	
1,593	390,5	Spontanes, intermittierendes Überspringen des Glimm- lichtes auf das Pd.

Stromstärke<sup>1)</sup> (Teil III von Fig. 7). Dieser lineare Anstieg setzte sich bei gleichzeitiger Zunahme der Lichtintensität so lange fort, bis der dem Feuchtigkeitsgehalt des Gases entsprechende Wert des Kathodengefälles an Pd ( $v_{ka} = 390,5$  Volt) erreicht war, und überdeckte dann spontan und intermittierend die ganze Kathode (Teil IV von Fig. 8), so daß von da an keine zuverlässigen Meßresultate mehr zu erhalten waren.

Zur weiteren Illustration dieses Verhaltens wurde dann noch eine Kathode hergestellt, die abwechslungsweise aus Al und Pd zusammengesetzt war, so daß bei kleinerer Elektrodenspannung die Entladung, mit Unterbrechungsstellen am Palladium, nur am Aluminium stattfand, währenddem bei genügend vergrößerter Elektrodenspannung das Glimmlicht auch auf das Palladium überging, wo es sich aber durch bedeutend geringere Lichtstärke und größere Dicke gegenüber der Entladung am Aluminium deutlich abhob.

Durch diese Versuche ist gezeigt, daß scheinbare Abhängigkeit des Kathodengefälles von der Stromstärke durch Veränderungen der Kathodenoberfläche bedingt sein können, welche sich durch längere Entladung längs der ganzen Kathode besser als durch Schmiergeln und Polieren beheben lassen.

§ 16. Schon bei den ersten Vergleichsmessungen (Pt, Al, Ni, § 12) konnte bei verschiedenem Kathodenmaterial ein auffälliger Unterschied der Dicke der kathodischen Glimmschichten, d. h. des Abstandes eines äußersten Punktes des negativen Glimmlichtes von der Kathodenoberfläche, bei gleichem Gasdruck beobachtet werden. Und zwar schien, nach rohen Abschätzungen, die Glimmlichtdicke an diesen 3 Metallen sich sowohl mit steigendem Atomgewichte, als auch mit wachsendem Kathodengefälle zu vergrößern.

Zur Entscheidung der Frage, ob hier eine wirkliche Gesetzmäßigkeit vorliegt, wurden an Kohle einige Messungen angestellt, in der Erwartung, daß hier der Unterschied entsprechend dem niedrigen Atomgewichte der Kohle besonders scharf hervortrete. Um die Hauptapparatur aber nicht mit Kohlenoxyden zu verunreinigen, wurden diese Versuche in einer speziellen Versuchsröhre ausgeführt, und, damit trotzdem ein-

1) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. 1. S. 640. 1900.

Vergleich stattfinden konnte, wurde der gut geglühte Kohlenfaden einer Glühbirne in einen Kupferdraht eingesetzt, so daß die Glimmlichtdicken an beiden Materialien nebeneinander beobachtet werden konnten. Es zeigte sich nun, daß an der Kohle die Glimmlichtdicke erheblich größer war als am Kupfer, während sich das Kathodengefälle (Feuchtigkeitsgrad entsprechend Pt-Luft = 345 Volt) an Kohle aus mehreren Messungen ebenfalls sehr groß, zu 438 Volt bestimmen ließ.

Da hiernach ein einfacher und durchsichtiger Zusammenhang zwischen Glimmlichtdicke und Atomgewicht nicht besteht, so wurde untersucht, ob etwa ein solcher zwischen der Glimmlichtdicke und dem Kathodengefälle vorhanden ist.

Es handelt sich also darum, die Dicken des Glimmlichtes an den verschiedenen Kathodenmetallen bei gleichem Druck unter sich, und mit den gleichzeitig gemessenen Kathodenfallwerten zu vergleichen. Dazu wurden die Entladungerscheinungen an den verschiedenen Kathoden bei stets gleicher Gegenstandsweite photographiert, und aus den Platten die Relativwerte der Glimmlichtdicken entnommen.

Die wiederholte Einregulierung auf gleichen Druck nach dem jeweiligen Auswechseln der verschiedenen Kathodendrahte erfolgte dadurch, daß in einer der angeblasenen Entladungsrohren die äußere Begrenzung des Glimmlichtes an einer Pt-Kathode immer wieder auf eine festbleibende Sondenspitze eingestellt wurde. Damit war zugleich die Möglichkeit gegeben, gleichzeitig die gefundenen Kathodenfallwerte der Reihe nach nochmals auf ihre Reproduzierbarkeit zu prüfen (Tab. V:  $v_{ka}$ -Kontrolle), in dem der Feuchtigkeitsgrad bei den einzelnen Messungen<sup>1)</sup> durch gleichzeitige  $v_{ka}$ -Messung an der Pt-Kathode kontrolliert wurde. Tab. V enthält die Resultate.

Es ergaben sich im allgemeinen größere Glimmlichtdicken für die Metalle mit höherem Kathodengefälle, doch lassen die vorhandenen Meßfehler (Druckeinstellung, Ausmessung des photographischen Bildes usw.) außer dieser Feststellung wohl keine anderen Schlüsse zu. Immerhin ist es noch von einem Interesse darauf hinzuweisen, daß diese Ergebnisse mit denen von Aston<sup>2)</sup> übereinzustimmen scheinen. Aston hat in Sauer-

1) Tab. V läßt erkennen, daß der Feuchtigkeitsgrad der über  $P_2O_5$  eingestromten Luftfüllung bei den einzelnen Versuchen wenig variierte.

2) F. W. Aston, Proc. Roy. Soc. A. 87. S. 437. 1912.

Tabelle V.

Kathode	Ordnungszahl	$v_{ka}$ (Pt)	$v_{ka}$ -Kontrolle	Glimmlichtdicke mm	Kathoden-durchmesser mm
Mg	12	404,6	242	1,885	0,537
Al	13	402,2	284,6	2,599	0,422
Bi	83	398,3	344,6	3,172	—
Ni	28	403,2	337,1	3,198	0,507
Fe	26	400,7	347,8	3,449	0,584
Zn	30	404,4	360,5	3,057	0,541
Cd	48	405,0	351,7	3,427	0,805
Cu	29	403,0	356,6	3,176	0,481
Ir	77	395,4	360,0	3,134	—
Co	27	404,0	368,6	3,339	—
Pb	82	399,7	382,7	3,517	0,760
Sn	50	401,0	372,0	3,318	0,774
Sb	51	402,5	371,5	3,515	—
Au	79	397,0	401,2	3,702	0,473
Pd	46	401,0	399,0	3,871	0,806
Pt	78	402,7	403,4	4,284	0,529
Ag	47	399,6	398,3	4,121	0,798

stoff die Länge des Crookesschen Dunkelraumes für die Einheit der Stromdichte bei einem Druck von  $1/10$  mm Hg als Funktion des Kathodenmaterials gemessen und gefunden, daß die Metalle, geordnet nach wachsendem Dunkelraum, dieselbe Reihenfolge zeigen, wie nach wachsendem Kathodenfall. Allerdings haben wir bei unseren Versuchen die Dicke von allen drei kathodischen Schichten zusammen genommen gemessen, Aston aber nur die von zwei (erste Kathodenschicht mit Crookesschem Dunkelraum), doch ist das vielleicht kein so fundamentaler Unterschied. Von größerer Bedeutung dürfte aber sein, daß Aston seine Werte auf gleiche Stromdichte bezogen hat, wir aber nicht. Auf diesen letzteren Umstand dürfte es zurückzuführen sein, daß die Metalle Bi, Ni, Cd und Fe aus der Reihe der Tab. V etwas herausfallen.

Diese Versuche zeigen nebenbei die gute Reproduzierbarkeit der gemessenen Kathodenfallwerte an allen angeführten Metallen, da sie, entsprechend dem Feuchtigkeitsgrade, gut unter sich, und mit den früheren Ergebnissen übereinstimmen.

§ 17. Es sollen nun die hier gefundenen Werte des Kathodenfalles mit den Resultaten anderer Beobachter verglichen

werden. Systematische Untersuchungen des Kathodengefälles in *Luft* liegen nur vor in den Arbeiten von Warburg (a. a. O.) und Rottgardt (a. a. O.).

Bei einem Vergleich mit den Ergebnissen von Warburg ist zu bedenken, daß diesem Forscher zur Trocknung noch keine flüssige Luft zur Verfügung stand, er somit unmöglich zu ganz hohen Werten des Kathodengefälles gelangen konnte. Warburg findet für Pt in trockenster Luft einen Höchstwert von 388 Volt, während hier 425 Volt gemessen wurde. Die Definition des Kathodengefälles ist bei Warburg (vgl. § 1) und bei uns (vgl. § 6) in so enger Übereinstimmung, daß hierauf diese Diskrepanz nicht geschoben werden kann. Der einzige Unterschied ist der, daß wir die Sonde stets exakt auf die Grenze zwischen Glimmlicht und Faradayschen Dunkelraum einstellten, Warburg aber auf die genaue Stellung der Sonde keinen besonderen Wert legte, da er bei seinen Versuchsbedingungen ein zu vernachlässigendes Potentialgefälle im Glimmlicht hatte. Es scheint vielmehr, daß die Differenz an Pt von etwa 37 Volt auf die verschieden gute Trocknung zurückzuführen ist. Dabei sei bemerkt, daß ein Kathodengefälle an Pt von 388 Volt, einem verhältnismäßig sehr trockenen Zustand entspricht, denn, wie aus Fig. 6 ersichtlich, ist eine Trocknungszeit von etwa 70 Stunden notwendig, um diesen Wert zu erhalten. Das bedeutet aber um so mehr, wenn man bedenkt, daß erstens unsere Versuche in *ausgekochten* Glasgefäßen ange stellt wurden, die also nur eine geringe Wasserdampfmenge an ihrer Oberfläche adsorbiert haben, und daß zweitens, wie Fig. 6 lehrt, selbst in solchen Gefäßen, mit  $P_2O_5$ -Trocknung allein überhaupt nur der im Vergleich zu Warburg wenig höhere Wert von 400 Volt zu erreichen ist. Zu bemerken ist, noch, daß Warburg an Pt in mäßig trockener Luft 340—350 Volt gefunden hat, was auch mit unserem Anfangswert der Tab. I (345 Volt) gut koindiziert.

Weniger gut ist die Übereinstimmung bei einem Vergleich mit den Messungen der Rottgardtschen Arbeit. Wie aber im folgenden gezeigt werden soll, läßt sich mit großer Wahrscheinlichkeit zeigen, daß die Rottgardtschen Werte in *Luft* (über diese kann hier allein etwas definitives ausgesagt werden) alle, mit Ausnahme der Beobachtungen an Mg und Bi durch relativ große Feuchtigkeit viel zu niedrig ausgefallen sind.

Rottgardt hat neben dem Kathodengefälle nach der Definition von Gehlhoff auch noch gemessen: „die Potentialdifferenz zwischen einem Punkt, etwa 1,5—3 mm vom negativen Glimmlicht entfernt, und der Kathode in Volt.“ Diese Werte, die er mit  $P$  bezeichnet, sollten nahe identisch sein mit unseren  $v_{ka}$ -Werten, denn der einzige Unterschied zwischen ihnen ist der, daß bei der Messung von  $v_{ka}$  möglichst *exakt* auf die Grenze des Glimmlichtes gegen den Faradayschen Dunkelraum eingestellt wurde, bei der Messung von  $P$  aber die Sonde noch 1,5—3 mm in den Faraday-Dunkelraum hineingerückt war, was keinen großen Unterschied machen dürfte. Aus diesem Grunde lassen sich daher die Ergebnisse von Rottgardt mit den unsrigen leicht vergleichen, indem man seine  $P$ -Werte<sup>1)</sup> unseren  $v_{ka}$ -Werten gegenüberstellt. Das ist in Tab. VI für Luft ausgeführt.

Tabelle VI.

Kathodenmaterial	$P$ nach Rottgardt	$v_{ka}$ nach Schaufelberger	Differenz ( $v_{ka} - P$ )
Mg	253	247	— 6
Al	257	302	+ 45
Bi	313	339	+ 26
Ni	283	353	+ 70
Fe	301	363	+ 62
Zn	313	372	+ 59
Cd	304	375	+ 71
Cu	295	375	+ 80
Ir	—	379	—
Co	—	381	—
Pb	322	392	+ 70
Sn	318	393	+ 75
Sb	309	396	+ 87
Au	322	418	+ 96
Pd	—	421	—
Pt	324	425	+ 101
Ag	323	428	+ 105

In der Tab. VI sind die  $v_{ka}$ -Werte nach wachsender Größe aufgeführt. Man sieht, daß die Reihenfolge der  $P$ -Werte nicht immer dieselbe ist. Ferner zeigt sich, daß die  $v_{ka}$ -Werte mit

1) Rottgardt gibt (a. a. O. Tab. 18) die höchsten und niedrigsten beobachteten  $P$ -Werte an (maximale Differenz 20 Volt). Wir wählen hier zum Vergleich die höchsten Werte. Die niedrigen Werte würden den Vergleich noch ungünstiger machen.

einer Ausnahme (Mg) immer bedeutend größer sind, als die Rottgardschen  $P$ -Werte. Für Wismut ist die Differenz am kleinsten (+ 26 Volt), für die anderen Kathodenmaterialien schwankt sie zwischen 45 und 105 Volt. Aus diesen Feststellungen kann man natürlich noch nicht schließen, welche Werte die richtigen sind, aber folgende Überlegungen scheinen zwingend zu zeigen, daß die Rottgardschen Messungen falsch sind, und zwar wegen hohen Wasserdampfgehaltes zu niedrig gemessen.

Bei den Bemerkungen zu Tab. III (§ 13) war konstatiert worden, daß bei „Magnesium der Kathodenfall innerhalb der untersuchten Grenzen *unabhängig* von der Feuchtigkeit zu sein scheint.“ Und gerade die Messungen an Mg von Rottgardt stimmen mit den unsrigen sehr gut überein (auf 6 Volt). Es folgt daraus, daß die Rottgardschen Beobachtungen mit den hier angestellten sehr wohl vergleichbar sind, und beste Übereinstimmung ergeben, falls die Wirkung der Feuchtigkeit eine untergeordnete Rolle spielt. Auch an Wismut, bei dem nach § 13 die Feuchtigkeit ebenfalls wenig Einfluß hat, stimmte  $v_{ka}$  mit  $P$  noch ziemlich befriedigend (auf 26 Volt) überein. Alle Materialien aber, bei denen der Wasserdampf das Kathodengefälle erniedrigt, zeigen auch bei Rottgardt viel kleinere Werte.

Noch auf andere Weise läßt sich dieser Schluß stützen. In der Tab. II (§ 12) sind Meßreihen angegeben, bei denen das Kathodengefälle  $v_{ka}$  an Al, Ni, und Pt mit wachsender Entfeuchtung der Luft gemessen wurde. Gleichzeitig sind in dieser Tabelle auch die  $v_{ki}$ -Werte angegeben, die mit den Rottgardschen K-Werten, seinem Kathodenfall  $K$ , der Definition nach übereinstimmen. Nun zeigt sich recht gute Übereinstimmung zwischen den Rottgardschen Werten und unseren *Anfangswerten*, die aber großer Feuchtigkeit entsprechen, wie Tab. VII zeigt. Die Übereinstimmung zwischen  $v_{ka}$  und  $P$  bzw. zwischen  $v_{ki}$  und  $K$  ist hiernach so frappant, besonders wenn man noch bedenkt, daß bei der Messung der  $v_{ki}$  die Form der Sonde eine Rolle spielt (vgl. § 6), daß daraus wohl die folgenden Schlüsse gezogen werden dürfen: 1. *Unter denselben Bedingungen* geben die Rottgardschen Messungen und unsere recht gut übereinstimmende Werte und 2. die Rottgardschen Werte sind durch das Vorhandensein von Wasserdampf, mit Ausnahme der von Mg und Bi, alle viel zu klein ausgefallen.

Tabelle VII.

	$v_{ka}$ (Schaufelberger) Anfangswerte	$P$ (Rottgardt)	Differenz ( $v_{ka} - P$ )	$v_{ka}$ (Schaufelberger) Anfangswerte	$K$ (Rottgardt)	Differenz ( $v_{ka} - K$ )
Al	253	257	- 4	225	229	- 4
Ni	290	283	+ 7	244	258	- 14
Pt	345	324	+ 21	274	277	- 3

Wenn so die Richtigkeit der Beobachtungen von Rottgardt in Zweifel gezogen werden, so bezieht sich das nur, wie ausdrücklich nochmals bemerkt sei, auf Luft. Nimmt man an, was wahrscheinlich ist, daß Rottgardt auf die Trocknung der anderen verwendeten Gase (Wasserstoff, Stickstoff<sup>1)</sup>, Argon, Sauerstoff und deren Gemische) ebensowenig Sorgfalt verwendet hat, wie bei Luft, so werden auch diese Werte zum mindesten unsicher. Denn schon Warburg hat gezeigt (a. a. O.), daß das Kathodengefälle in Stickstoff sich mit wachsender Feuchtigkeit ähnlich wie in Luft, in Wasserstoff dagegen in entgegengesetztem Sinne ändert. Für Argon und Sauerstoff läßt sich dagegen nichts aussagen, da bei diesen Gasen nicht bekannt ist, welche Rolle der Wasserdampf bei der Messung des Kathodengefäßes spielt.

Was sich sonst in der Literatur an Angaben über das Kathodengefälle in Luft vorfindet, ist nicht das Ergebnis spezieller Untersuchungen, sondern hat sich bei anderen Versuchen mehr nebenbei ergeben. Immerhin seien die Resultate erwähnt. So findet Gehlhoff (a. a. O.) bei seinen Vorversuchen in Luft für  $v_{ka}$  die Werte:

Pt: 342 Volt

Cu: 292 „

Zn: 290 „

während wir finden:

Pt in feuchter Luft: 345 Volt, in trockener Luft: 425 Volt  
 Cu „ „ „ : 319 „ „ „ „ „ : 375 Volt  
 Zn in zieml. trock. Luft: 352 „ „ „ „ „ „ : 372 „

1) Stickstoff war vielleicht trockener als die anderen Gase, denn Rottgardt gibt bei dessen Herstellungsmethode an: „Stundenlanges Stagnieren über im Vakuum lange Zeit ausgeglühtem, glühendem Kupfer und tagelanges Trocknen über  $P_2O_5$  und an Natronkalk.“

Stark<sup>1)</sup> mißt in Luft an Pt in der Regel 340 Volt.

Ferner hat Eisenmann<sup>2)</sup> einen  $v_{ki}$ -Wert an Al in Luft von 215 Volt angegeben, der mit unserem Anfangswert der Tab. II (also in feuchter Luft)  $v_{ki} = 225$  Volt, befriedigend übereinstimmt.

Auch diese Zahlen von Gehlhoff, Stark und von Eisenmann weisen zweifellos auf unvollkommene Trocknung der verwendeten Luft hin.

§ 18. Es dürfte wohl noch verfrüht sein, eine Hypothese aufzustellen, die den enormen Einfluß von geringen Feuchtigkeitsspuren auf das Kathodengefälle zu deuten vermag. Es sei aber darauf hingewiesen, daß nach den Versuchen von Edgar Meyer<sup>3)</sup> auch ganz ähnliche Verhältnisse bei den Funkenpotentialen in Luft vorliegen. Eine Theorie muß sicherlich diese Analogie berücksichtigen.

#### Zusammenfassung der Resultate.

1. Es ist gezeigt worden, daß die Ergebnisse von Sondenmessungen *innerhalb* des negativen Glimmlichtes wesentlich vom Bau und der Gestalt der Sonde abhängen, und somit nur mit ein- und derselben Sonde genau reproduziert werden können. Dementsprechend ist der Begriff des Kathodengefälles als Spannungsdifferenz zwischen einem Punkte an der Grenze des negativen Glimmlichtes gegen den Faradayschen Dunkelraum hin und der Kathode definiert worden.

2. Bei Behandlung mit heißem destilliertem Wasser erhält man eine Glasoberfläche, welche hinsichtlich des Unvermögens, Feuchtigkeit aufzunehmen und abzugeben, den Eigenschaften des Quarzes nicht nachsteht.

3. Wenn eine für Kathodenfallmessungen bestimmte Luftfüllung möglichst wirksam getrocknet werden soll, so ist es unzweckmäßig, das Gas außer über  $P_2O_5$  noch über  $H_2SO_4$  konz. zu leiten. Denn die Verwendung von  $H_2SO_4$  bedingt ein erheblich tieferes Kathodengefälle als wenn die Trocknung nur von  $P_2O_5$  allein besorgt wird, was jedenfalls auf geringere Trocknung zurückzuführen ist.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 12. S. 19. 1903.

2) K. Eisenmann, Verh. d. D. Phys. Ges. 14. S. 307. 1912.

3) Edgar Meyer, Ann. d. Phys. 65. S. 335. 1921.

4. In der flüssigen Luft besitzen wir ein außerordentlich wirksames Mittel zur Entfeuchtung einer abgeschlossenen Gasfüllung. Es genügt aber nicht, das Gas einfach durch ein mit flüssiger Luft gekühltes U-Rohr in das Meßgefäß einströmen zu lassen, denn der Trockenheitsgrad läßt sich in demselben noch steigern, wenn das Gefäß mehrere Tage in dauernder Verbindung mit dem gekühlten Rohre bleibt.

5. Das in vorstehender Arbeit angewandte Trocknungsverfahren ergibt gut reproduzierbare Höchstwerte des Kathodengefäßes. Durch die Anordnung von drei kommunizierenden Meßgefäßen konnte die Feststellung gemacht werden, daß sich an allen Metallen diese Höchstwerte beim gleichen Trockenheitsgrade einstellen.

6. Die scheinbare Abhängigkeit des Kathodenfalles von der Stromstärke beim Verändern der Glimmlichtlänge, ist auf die Erscheinung einer besonderen Art von anomalem Kathodengefäß zurückgeführt, und daran anschließend an Aluminium das Kathodengefäß eines anderen Metalles erzeugt worden.

7. Entsprechend der verwendeten Definition des Kathodengefäßes sind an 17 verschiedenen Metallen in Luft von äußerster Trockenheit neue, und unter sich vergleichbare Kathodenfallwerte gemessen worden.

8. Eine Gegenüberstellung unserer Kathodenfallwerte mit den von I. Langmuir (a. a. O.) angegebenen Energiemengen, welche ein Elektron benötigt, um den Austrittswiderstand an einer Metalloberfläche zu überwinden, zeigt uns einen parallelen Gang der beiden Größen an.

9. Die Ausmessung der photographischen Aufnahmen der Glimmlichter an den verschiedenen Metallen zeigte, daß sich an den Metallen mit höherem Kathodenfall im allgemeinen eine größere Glimmlichtdicke vorfindet.

10. Die von Rottgardt (a. a. O.) in Luft gefundenen Kathodengefäße lassen sich nur mit unseren Ergebnissen, welche in relativ feuchtem Gase gemessen wurden, zu einem Vergleiche heranziehen. Ebenso besteht eine Übereinstimmung seiner Angaben mit unseren Endwerten nur für die beiden einzigen Metalle Mg und Bi, deren Kathodengefäße in Luft im Gegensatz zu allen übrigen untersuchten Metallen, von Feuchtigkeitsspuren wenig beeinflußt wird. Diese Feststellungen führen uns

zu dem Schluß, daß Rottgardt bei seinen Untersuchungen der Trocknung der Gase zu wenig Aufmerksamkeit geschenkt hat, so daß seine Kathodenfallwerte in Luft keinen Anspruch auf Zuverlässigkeit erheben können.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Zürich ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, meinem verehrten Lehrer, Hrn. Prof. Edgar Meyer für die Anregungen und die stetige Förderung dieser Arbeit auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank auszusprechen. Ebenso bin ich Hrn. Prof. Greinacher für seine freundlichen Ratschläge zu großem Danke verpflichtet.

Zürich, Physikal. Institut der Universität.

(Eingegangen 8. Juli 1923.)

---

**4. Untersuchungen über die Erzeugung  
sehr kleiner Wellen mit Glühkathodenröhren  
nach Barkhausen und Kurz,  
von Adolf Scheibe.**

(Auszug aus der Jenaer Dissertation.)

§ 1. Einleitung. I. Technischer Teil: § 2. Die Sende-  
röhren. — § 3. Die Apparatur zur Wellenerzeugung. — § 4. Die Meß-  
einrichtung. II. Versuchsergebnisse: § 5. Gruppierung und Form der  
Maxima. — § 6. Konstanz der Wellenlänge. — § 7. Beeinflussung der  
Wellenlänge durch äußere Einwirkungen. — § 8. Theoretische Abhängigkeit  
der Wellenlänge von den Spannungen und Dimensionen. — § 9. Experim.  
Abhängigkeit der Wellenlänge vom Emissionsstrom, von den Spannungen  
und Dimensionen. — § 10. Die Schwingungsbereiche. — § 11. Die Ab-  
hängigkeit der Schwingungen „höherer Frequenz“ von den Spannungen  
und Dimensionen. — § 12. Die Intensität der beiden Wellen. — § 13. Die  
längsten u. die kürzesten Wellen. — § 14. Zusammenfassung.

**§ 1. Die Schaltung zur Erzeugung kurzer ungedämpfter Wellen  
nach Barkhausen und Kurz.**

Verbindet man die Anode einer Senderöhre mit zylindri-  
schen Elektroden — wie sie von Schott & Gen., Jena, wäh-

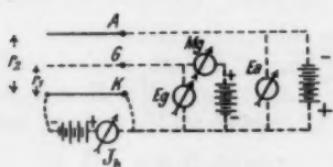


Fig. 1. Schaltschema.

äußerst schnelle ungedämpfte Schwingungen entstehen<sup>1)</sup> (vgl. Fig. 1).

Barkhausen und Kurz nehmen an, daß die Schwin-  
gungen durch Elektronen erzeugt werden, die infolge der durch

1) Barkhausen und Kurz, Phys. Zeitschr. XXI, 1920, 1.

die Gitterspannung erhaltenen Beschleunigung durch die Gittermaschen hindurchfliegen und dann infolge der Abstoßung seitens der negativ aufgeladenen Anode zu einem Hin- und Herpendeln um das Gitter gebracht werden.

Durch die vereinfachende Annahme, daß die Elektroden nicht zylindrisch, sondern eben und parallel angeordnet sind, gelangen sie zu einer Formel, die die Beziehung zwischen der Wellenlänge und den Potentialen und Dimensionen der Röhre festlegt.

Wenn wir die folgenden Bezeichnungen einführen:

$Ea$ ,  $r_2$  = Spannung der Anode gegen den Heizfaden, Radius der Anode,

$Eg$ ,  $r_1$  = Spannung des Gitters gegen den Heizfaden, Radius des Gitters,

$v_0$  = Lichtgeschwindigkeit,

$e/m$  = Spez. Elektronenladung,

dann ist die Größe der Wellenlänge gegeben durch:

$$\lambda = 4 \cdot v_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{2 \frac{e}{m} Eg}} \cdot \frac{r_2 Eg - r_1 Ea}{Eg - Ea} .$$

Wenn man die Spannungen in Volt und die Radien in cm mißt, so ergibt sich schließlich:

$$\lambda = \frac{2000}{\sqrt{Eg}} \cdot \frac{r_2 Eg - r_1 Ea}{Eg - Ea} \text{ cm.}$$

Danach wird die Wellenlänge also allein durch die angelegten Spannungen und die Röhrendimensionen bestimmt.

#### Ziel der Arbeit.

Das Ziel der Arbeit bestand nun darin, mit einfachen Mitteln Röhren zur Erzeugung kurzer Wellen zu bauen, deren Konstanz und Intensität möglichst groß sein sollten.

Zu diesem Zwecke mußten die Schwingungsbereiche der Röhren auf ihre Abhängigkeit von den Dimensionen und angelegten Spannungen untersucht werden.

## I. Technischer Teil.

## § 2. Die Senderöhren.

1. Ich nenne die Elektroden folgendermaßen:

Glühelektrode (Heizfaden),

Gitterelektrode (Gitter),

Außenelektrode (äußerer Zylinder).

Da nach Vorversuchen Röhren mit plattenförmiger Außenelektrode keine Schwingungen zeigten, gab ich dieser die Form eines Kreiszylinders und der Gitterelektrode aus praktischen Gründen die eines Prismas mit quadratischer, rechteckiger oder sechseckiger Grundfläche. Die aus einem einzigen geraden Faden gebildete Glühelektrode bildete bei allen Röhren die Mittellinie des Gitterprismas (s. a. Fig. 20).

Die Außenelektrode wurde aus elektrolytischem Kupfer hergestellt. Die Gitterelektrode bestand aus einem Gerüst aus Molybdändraht, auf welches Wolframdraht von 0,08mm Stärke spiraling aufgewickelt war. Die Glühelektrode war ein 0,15 mm starker Wolframdraht, der durch eine Zugfeder aus Wolfram-Einkristalldraht straff gehalten wurde. Zur Sicherung eines einwandfreien Kontaktes genügte das Festbinden des Heizdrahtes mit dünnem Kupferdraht an seinen Stromzuführungen innerhalb der Röhre.

Auf gute Isolation zwischen Gitter- und Glühelektrode mußte größter Wert gelegt werden, das war aber nicht ganz leicht zu erreichen, da es aus technischen Gründen notwendig war, daß ein an dem oberen Ende des Gittergerüstes angebrachter Glashaken den Heizfaden in seiner richtigen Lage (Mittellinie) hielt. Beim Elektronenbombardement trat eine starke Bestäubung dieses Glashakens und infolge der Erwärmung eine elektrolytische Leitfähigkeit ein, die allmählich zum Kurzschluß der zwischen Gitter und Heizfaden liegenden hohen Spannung führte. Die Störungen konnten durch besondere Anordnung des Glashakens vermieden werden.

Der Röhrenfuß wurde in längerer Form als üblich gebaut, um ihn mehrmals verwenden zu können.

Das Glasmaterial war Jenaer Röhrenglas und Molybdänglas. Die Längs- und Querdimensionen der gebauten Röhren sind in der Tab. 1 zu finden.

Tabelle 1.

Röhre	Durchmesser der Außen-elektrode cm	Gitter-querschnitt	Länge einer Seite des Gitter-querschnittes	Wirk-same Länge des Gitters	Anzahl der Gitterwind. pro cm Gitterlg.	Lage der Gitter-elektrode zur Außen-elektrode
$A_1$				5	10	konzentr.
$A_2$	0,86	quadratisch	0,8	5	10	"
$A_3$				5	2	
$A_4$				2	10	
$B$	1,72	quadratisch	0,6	5	10	"
$C_1$	1,50	sechseckig	0,7	5	10	"
$C_2$	1,72	quadratisch	1,0	5	10	"
$D$	1,72	quadratisch	0,6	5	10	exzentr.
$E$	1,72	längl. Rechteck	0,6 u. 1,0	5	10	konzentr.
$F$	1,72	sechseckig	1,3	5	10	"
$G$	0,86	quadratisch	0,3	2	10	"

Der Zylinder der Außenelektrode überragte die Gitterelektrode in jedem Fall um 0,5 cm nach beiden Seiten. Der glühende Teil der Glühelektrode besaß bei jeder Röhre die Länge der betreffenden Gitterelektrode (wirksame Gitterlänge). Die kleinste Röhre mit engstem Gitter war die Röhre  $G$ , sie war mit meinen Hilfsmitteln gerade noch zu bauen.

2. Das Evakuieren der Röhren geschah in der üblichen Art und Weise durch Außenheizung der Röhre auf ca. 480° C und durch Entlüftung der Metallteile mittels Elektronenbombardement. Besonders sorgfältig wurde die Entgasung der Gitterelektrode durchgeführt. Die notwendige Leistung wurde von einer Hochspannungsmaschine von 500—5000 Volt Klemmenspannung bei 0,1 Amp. Belastung geliefert.

Die Pumpapparatur bestand aus drei hintereinander geschalteten Gaedeschen Pumpen: Der Diffusionspumpe, der Quecksilberrotationspumpe und der Kapselpumpe.

Die zum Ausfrieren des Quecksilberdampfes nötige Temperatur stellte eine Kältemischung von fester Kohlensäure und Toluol her.

3. Die Röhren wurden nach dem Evakuieren an der Pumpapparatur gelassen. Sämtliche Untersuchungen wurden bei laufenden Pumpen ausgeführt, so daß etwa noch

frei werdende Gasreste sofort entfernt wurden. Der Druck wurde durch ein Mc-Leodmanometer bestimmt, er betrug etwa  $1 \times 10^{-5}$  mm Hg.

Die Lebensdauer der Röhren war im Durchschnitt eine geringe. Dies hatte seine Ursache in der übermäßig starken Belastung, die nötig war, um die Schwingungsbereiche zu finden und bis zum Aussetzen der Schwingungen zu verfolgen. Die hohen Spannungen der Gitterelektrode gegen die Glühelektrode und der starke Emissionsstrom von 5—6 Milliamp./mm<sup>2</sup> Heizdrahtoberfläche führten schnell zu einer starken Fadenzerstäubung.

Die Lebensdauer kann erheblich dadurch verlängert werden, daß man die für den betreffenden Schwingungsbereich geeignete Röhre auswählt und die Schwingungen von außen durch einen Resonator (später!) unterstützt, wodurch man in die Lage versetzt wird, schon bei wesentlich geringerem Emissionsstrom genügend Schwingungsenergie zu erhalten. Der Nutzung der Röhren auch in abgeschmolzenem Zustande steht dann nichts im Wege.

### § 8. Die Apparatur zur Wellenerzeugung.

Die Apparatur bestand aus der Senderöhre, der Heizbatterie für die Glühelektrode, den Hochspannungsbatterien für die Außen- und Gitterelektrode, den dazu gehörigen Spannungs- und Strommessern und der Kopplungseinrichtung, die die Energie der Wellenlängenmeßanordnung übermittelte.

Das Schaltungsschema wurde bereits in Fig. 1 angegeben.

Die Batterien mußten höchste Konstanz besitzen, da z. B. Schwankungen des Heizstromes von noch nicht 0,1 Proz. jede Wellenlängenbestimmung unmöglich machen.

Vorschaltwiderstände und Potentiometerschaltungen sorgten für feinste Einstellungsmöglichkeit des Heizstromes und der Spannungen.

Der Strommesser im Heizkreis und die Spannungsmesser der Batterien waren Präzisionsinstrumente.

Die Widerstände und Meßinstrumente waren in 1—1,50 m Entfernung von der Röhre angeordnet, von hier aus liefen die Zuleitungen zur Röhre bifilar.

Um die Röhren leicht auswechseln zu können, wurden sie mit den aus ihnen herausragenden Elektrodenzuleitungen in eine

Art Steckdose (Röhrensockel) eingesteckt. Diese bestand aus einem Hartgummiklotz, in den vier mit Quecksilber gefüllte senkrechte Glasröhren eingesetzt waren, in die die Elektrodenzuleitungen eingetaucht werden konnten. Das Quecksilber dieser 4 Glasröhren stand mit Quecksilbernäpfen in Verbindung, in die die von den Batterien kommenden Zuleitungen eintauchten.

Aus der einen Stirnseite des Klotzes ragten zwei 2 cm entfernte und 3 cm lange parallele Kupferstäbe heraus, die mit den zur Gitter- und Außenelektrode führenden Quecksilberröhren verbunden waren. Auf diese beiden Kupferstäbe wurden als „Antennen“ verschiedene lange Messingröhren aufgesetzt, durch die die Koppelung mit der Meßeinrichtung (Lecher-system) hergestellt wurde.

#### § 4. Die Meßeinrichtung.

Die Wellenlängen wurden mit Hilfe eines Lecherschen Drahtsystems gemessen. Das System bestand aus zwei 1,25 mm dicken, in 2 cm Entfernung voneinander ausgespannten Kupferdrähten. Die Drähte waren zwischen den Stirnwänden einer aus Eichenholz angefertigten Meßbank ausgespannt. Diese Bank bestand aus zwei Führungsschienen, zwischen denen ein 90 cm langer, genau eingepaßter Schlitten bewegt werden konnte. Die Bewegung geschah mittels einer Lenkeinrichtung vom Platze des Beobachters aus. Auf dem Schlitten war die Plattenbrücke mit dem Indikator angebracht, der zum Nachweis der stehenden Wellen diente.

Die Plattenbrücken bestanden aus kreisförmigen Kupferscheiben von 1 mm Dicke und 16,5 cm Durchmesser mit zwei symmetrisch zum Mittelpunkt gelegenen Durchbohrungen, durch welche die Lecherdrähte senkrecht zur Plattenebene geführt wurden.

Die Indikatoren befanden sich stets auf der der Senderöhre abgewandten Seite der Brücke. Als Indikator diente entweder ein Kristalldetektor oder ein Hochvakuumthermoelement. Der Detektor wurde entweder direkt<sup>1)</sup> mit den beiden Hälften der in diesem Fall durchgeschnittenen Plattenbrücke verbunden (Fig. 2a) oder kapazitiv, indem an ihm zwei 10 cm lange Antennen angebracht waren, die isoliert durch zwei Löcher in der Brücke in den Schwingungsraum hineinragten (Fig. 2b).

1) Schriever, Ann. 63, S. 660. 1920.

Die Koppelung des Thermoelements erfolgte mit Hilfe einer Koppelschleife, die isoliert durch die Plattenbrücke geführt wurde (massive Plattenbrücke, Fig. 2c).



a) Direkte Detektorkoppelung.



b) Kapaz. Detektorkoppelung.



c) Koppelung der Thermoelemente.

Fig. 2.

schlossenen vorderen Ende

Als Stromanzeiger wurde beim Gebrauch des Detektors ein Spiegelgalvanometer von Hartmann & Braun von  $1,5 \times 10^{-8}$  Amp./Skt. Empfindlichkeit bei  $495 \Omega$  innerem Widerstand und 3 sec Schwingungsdauer benutzt, beim Gebrauch des Thermoelementes ein kleines Spiegelgalvanometer von Siemens & Halske von  $5 \times 10^{-9}$  Amp./Skt. Empfindlichkeit bei  $55 \Omega$  Spulenwiderstand und 2,5 sec Schwingungsdauer. Es kam weniger auf höchste Empfindlichkeit als auf kurze Schwingungsdauer an, zu lange Schwingungsdauer machte infolge der scharfen Resonanz das Aufsuchen der Maxima der stehenden Wellen fast unmöglich.

Die Einteilung der Meßbanklänge in mm genügte zur Bestimmung der Wellenlänge völlig, da ihre große Länge die Auswertung einer großen Anzahl von Knotenabständen gestattete.

## II. Versuchsergebnisse.

### § 5. Gruppierung und Form der Maxima.

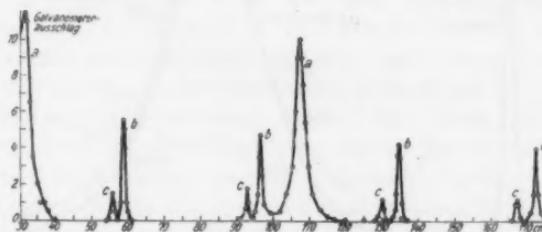
Zum Auffinden der Schwingungen einer neu zu untersuchenden Röhre erwies es sich als vorteilhaft, der Gitterelektrode eine möglichst hohe Spannung (ca. 250 Volt) zu geben und die Spannung der Außenelektrode von geringen zu immer

Zum Aufsuchen der Wellen diente die empfindlichere Anordnung des direkt gekoppelten Detektors. Der lose (kapazitiv) gekoppelte Detektor und das Thermoelement ergaben zwar geringere Eigendämpfung, konnten aber nur bei kräftigeren Wellen benutzt werden.

Die Koppelung zwischen Lechersystem und Sender geschah dadurch, daß sich die Antennen des Röhrensockels in variabler Höhe über dem bei Benutzung des Detektors offenen, des Thermoelementes ge- des Drahtsystems befanden.

höheren negativen Werten anwachsen zu lassen. Fernerhin war es zweckmäßig, mit der Heizung an die oberste Grenze zu gehen. War dann eine Spannung der Außenelektrode gefunden, bei der die Röhre genügend intensive Wellen erzeugte, so wurden allmählich Gitterspannung und Fadenheizung verändert, bis die Röhre ohne übermäßige Belastung gut arbeitete. Eine solche Kombination von Gitterspannung, Außenelektrodenspannung und Heiz- bzw. Emissionsstromstärke wird zukünftig als „Betriebsbedingung“ bezeichnet.

Untersuchte man dann mit dem Indikator die Verteilung der Maxima auf dem Lecherschen Drahtsystem, so ergab sich



Intensitätsverteilung nach dem Lecherschen Drahtsystem.

Fig. 3.

im allgemeinsten Fall eine solche, wie sie durch Fig. 3 dargestellt wird. Die Maxima ließen sich in 3 Gruppen zusammenfassen.

1. Die mit a) bezeichneten Maxima, die einer längeren und meist stärkeren Welle angehören, die hinfert „lange Welle“ (oder Schwingung „geringerer Frequenz“) genannt wird,
2. die mit b) bezeichneten, die einer kürzeren und meist schwächeren Welle angehören, diese wird „kurze Welle“ oder (Schwingung „höherer Frequenz“) genannt,
3. die mit c) bezeichneten, die dadurch entstehen, daß die Wellen der Gattungen a oder b über die Plattenbrücke hinausgelangen und am Ende der Lecherdrähte reflektiert werden.

Wir werden später sehen, daß die Gattungen a und b nicht gleichzeitig vorhanden zu sein brauchen. Das Erscheinen der Reflexionswellen c trat stärker bei der geschlitzten, als bei der massiven Plattenbrücke auf. Ein das Ende des Drahtsystems

kurz schließender Flüssigkeitswiderstand von  $R = \sqrt{\frac{L}{C}} = 500 \Omega$  war geeignet, ihre Intensität zu schwächen bzw. ganz zu unterdrücken ( $L$  und  $C$  = Selbstinduktion und Kapazität pro cm Länge des Lechersystems).

Einige Intensitätskurven der Schwingungen *a* und *b* sind in Figg. 4 und 5 eingezeichnet. Die Kurven wurden teils mit

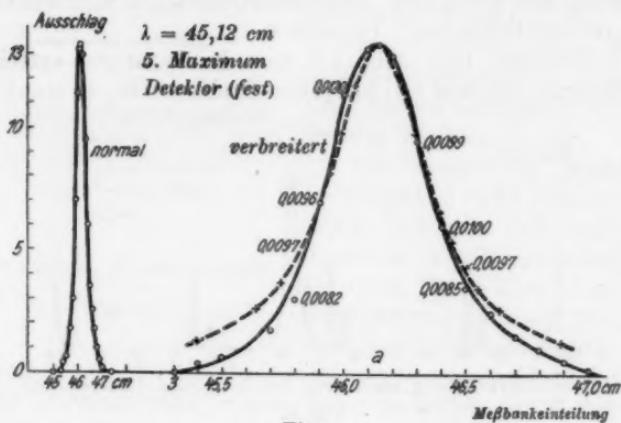


Fig. 4.

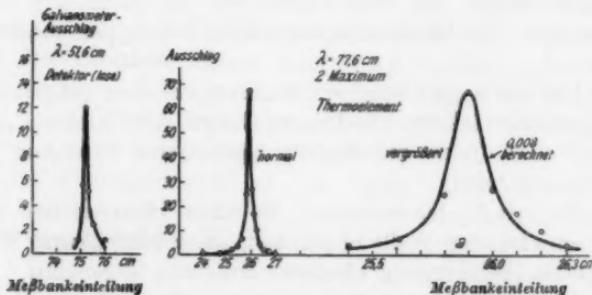


Fig. 5b.

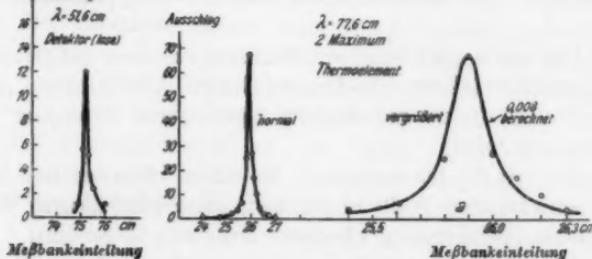


Fig. 5a.

dem fest (Fig. 4) bzw. lose (Fig. 5b) gekoppelten Detektor, teils mit dem Thermoelement (Fig. 5a) aufgenommen. Nach der Bjerknesschen Methode wurde das Dekrement aus einigen Kurven berechnet. Für die stark verbreiterte Kurve 4 a (mit dem Detektor in direkter Koppelung aufgenommen) ist das Dekrement an die einzelnen Kurvenpunkte angeschrieben, es

liegt zwischen 0,0082 und 0,012; die mit Kreuzen versehene Kurve ist für das Dekrement 0,0097 berechnet worden. Die starke Abweichung des unteren Teiles der gemessenen Resonanzkurve hat vielleicht seine Ursache in der Benützung des Detektors als Indikator. Den experimentell gemessenen Punkten (Thermoelement) in Fig. 5a ist eine berechnete Resonanzkurve mit dem Wert des Dekrements 0,0080 angeglichen worden.

Wir haben also in den Intensitätskurven Resonanzkurven vor uns. Das Dekrement ist sehr gering, es wird zum kleinsten Teil durch den Widerstand bzw. die Strahlung des Drahtsystems und zum größten Teile durch die Absorption in den Brücken bestimmt, wie z. B. aus den Betrachtungen von Weichmann<sup>1)</sup>, die dieser über die Dämpfung seitens massiver Plattenbrücken anstellt, ersichtlich ist. Nach seinen Messungen beträgt das durch sie hervorgerufene Dekrement bei Schwingungen obiger Größenordnung 0,01—0,02; dieses Dekrement ist also von derselben Größenordnung wie das von mir gemessene.

Da nun die Schwingungen für Meßzwecke nur dann brauchbar sind, wenn ihre Wellenlänge während längerer Zeit genügend konstant ist, sollen im folgenden Abschnitt Fragen behandelt werden, die sich mit der Konstanz der Wellenlänge beschäftigen.

#### § 6. Konstanz der Wellenlänge.

In den folgenden Tabb. 2 und 3 sind zwei Konstanzprüfungen aufgeschrieben, die an zwei verschiedenen Röhren während einer Zeitdauer bis zu einer Stunde vorgenommen wurden.

Tabelle 2.

a	b	c	d	e	f	
Zeit- dauer Minuten	$\lambda/2$ cm	$\lambda/2$ cm	$\lambda/2$ cm	Mittel aus b bis d cm	Mittlerer Fehler cm	
0	38,80	38,77	38,70	38,76	$\pm 0,036$	$\lambda/2$ mittl.
15	38,80	38,80	38,80	38,80	$\pm 0,0$	38,78 cm
30	38,80	38,80	38,80	38,80	$\pm 0,0$	
40	39,00	39,00	38,90	38,96	$\pm 0,036$	Einzel- wert
50	38,68	38,60	38,70	38,66	$\pm 0,036$	$\pm 0,1$ cm
60	38,80	38,80	38,70	38,76	$\pm 0,036$	$\pm 0,26\%$

$\lambda$  = Wellenlänge.

1) Weichmann, Ann. 66, S. 526. 1921,

In den Spalten b bis d der Tab. 2 sind drei schnell nacheinander gemessene Wellenlängenwerte eingetragen, aus denen das in Spalte e stehende Mittel genommen wurde.

Tabelle 3.

Zeit- dauer Min.	b		$\lambda/2$ cm	Mittel aus c cm	Mittlerer Fehler cm					
	Knotenlagen									
	mm	mm								
0	1. 2446	11. 0593	18,53	18,510	$\pm 0,02$	$\lambda/2$ mittl. 18,501 cm				
	11. 0600	1. 2449	18,49							
10	1. 2447	11. 0602	18,45	18,465	$\pm 0,015$	Einzel- wert				
	11. 0601	1. 2449	18,48							
20	1. 2447	11. 0595	18,52	18,580	$\pm 0,01$	$\pm 0,02$ cm				
	11. 0594	1. 2448	18,50							
30	1. 2449	11. 0597	18,52	18,510	$\pm 0,01$	$\pm 0,11\%$				
	11. 0598	1. 2448	18,50							
40	1. 2448	11. 0599	18,49	18,495	$\pm 0,005$					
	11. 0598	1. 2448	18,50							
50	1. 2449	11. 0600	18,48	18,490	$\pm 0,00$					
	11. 0600	1. 2449	18,49							

Die Werte in Tab. 3 wurden dadurch gefunden, daß zur bestimmten Zeit der 1. und 11., darauf der 11. und 1. Knoten abgelesen wurde (Sp. b); aus diesen Knotenlagen wurden die beiden Wellenlängen der Spalte c ermittelt, die dann wieder den Mittelwert in Spalte d ergaben.

Die Fehler der Einzelwerte sind danach sehr gering, sie bewegen sich zwischen  $\pm 0,11$  und  $\pm 0,26$  Proz. Wenn wir nun noch bedenken, daß während der Untersuchungsdauer infolge der hohen Belastung Verschiebungen des Gitters in seiner Lage zu den anderen Elektroden wohl möglich waren, starke Fadenzerstäubung immer eintrat und die Spannungen und Ströme ständig nachreguliert werden mußten, so kann von einer genügenden Konstanz der Schwingungen während der Zeitdauer einer Stunde gesprochen werden.

Ungünstiger werden die Verhältnisse, wenn die Röhren lange Zeit in Betrieb waren, wenn sie dabei übermäßig stark belastet wurden oder wenn sie längere Zeit von der Pumpapparatur abgeschnitten waren, so daß sie bei Neubenutzung z. T. wieder ent gast werden mußten.

Tabelle 4.

a	b	c	d	e	f
Röhre	Datum $\lambda/2$ cm	Datum $\lambda/2$ cm	$\Delta \lambda/2$ cm	$\Delta \lambda/2$ %	Betriebszustand in der Zwischenzeit
XVIII	26. XI. 15,80	30. XI. 15,52	- 0,28	- 1,77	dauernd in Betrieb
XVIII	30. IX. 16,40	5. X. 16,60	+ 0,20	+ 1,20	dauernd in Betrieb
XV <sup>a</sup>	28. IX. 15,32	13. X. 15,47	+ 0,15	+ 1,00	dauernd außer Betrieb
M <sup>1)</sup>	20. III. 40,40	22. III. 40,40	$\pm$ 0,00	$\pm$ 0,00	dauernd in Betrieb
X	11. V. 22,42	27. V. 22,38	- 0,04	- 0,18	dauernd außer Betrieb
XVI	25. X. 29,32	28. X. 29,29	- 0,04	- 0,14	dauernd in Betrieb
XVI	31. X. 28,07	1. XI. 28,12	+ 0,05	+ 0,18	Kontroll- messungen

Tab. 4 gibt uns eine Zusammenstellung von Wellenlängendifferenzen, die auftraten, wenn die Röhren nach längeren Zeiten wieder mit denselben Spannungen und Strömen betrieben wurden. Wir sehen, daß im extremsten Fall eine Differenz von  $-0,28 = -1,77$  Proz. vorkam. Diese Röhre wurde dauernd stark beansprucht und brannte kurz nach den Vergleichsmessungen durch.

Die gefundenen Differenzen der anderen Vergleichsmessungen sind  $\geq 1,2$  Proz., somit darf von einer genügenden Reproduzierbarkeit der Wellen gesprochen werden, besonders, da sich im nächsten Abschnitt auch zeigen wird, daß die Wellenlänge durch außen angebrachte Schwingungskreise kaum beeinflußt werden kann.

#### § 7. Beeinflussung der Wellenlängen durch äußere Einwirkungen.

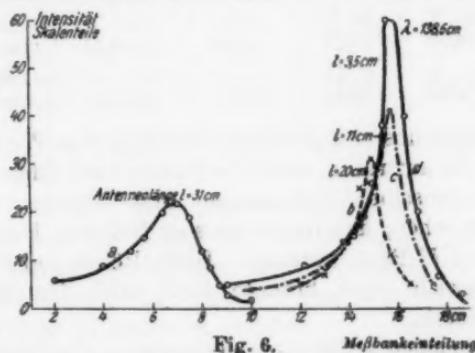
Wenn die Vorstellung der Schwingungserzeugung nach Barkhausen und Kurz richtig ist, so ist zu erwarten, daß die Wellenlänge nur unabhängig von den Dimensionen und angelegten Spannungen ist und daß durch angeschaltete Schwingungskreise höchstens die Intensität, nicht aber die Länge der

##### 1) Schottische Röhre.

Wellen beeinflußt wird. Bei den verwandten kurzen Wellen wirken aber bereits die Antennen als Schwingungskreise, ähnliche Wirkungen müssen die Zuleitungen haben.

Die Versuche zeigten nun, daß die Führung der Zuleitungen zum Röhrensockel und die Länge der Antennen wohl die Intensität, nicht aber die Länge der Wellen und den Charakter der Schwingungen beeinflußten. Die Unterschiede in den Wellenlängen lagen innerhalb der Meßfehler. Nur bei einer einzigen Röhre war ein abweichendes Verhalten zu finden.

Bei dieser Röhre (*B*) war es nämlich möglich, die Schwingungen bei passend gewählter Betriebsbedingung durch die Antennen so zu beeinflussen, daß eine völlig anders geartete Schwingung, wie die Resonanzkurve *a* in Fig. 6 zeigt, entstand. Zum Vergleich sind die normalen Resonanzkurven der eingestellten Elektronenschwingung für drei andere Antennenlängen



mit eingezzeichnet, die ich dann erhielt, wenn ich die im Falle *a* angewandte Antennenlänge verkürzte. Die Form der Resonanzkurve zeigt, daß hier offenbar eine andere Wellenform, vielleicht gedämpfte Wellen, vorliegt, also eine ganz andere Art von Schwingungen, die mit den hier untersuchten ungedämpften Schwingungen nichts zu tun haben und nicht weiter untersucht zu werden brauchen. Eine Verwechslung mit den ungedämpften Wellen ist durch die Form der Resonanzkurve, die eine genauere Wellenlängenmessung von vornherein unmöglich macht, ausgeschlossen.

Wir können also sagen, daß die ungedämpften Elektronenschwingungen von großer Konstanz, reproduzierbar und in ihrer Frequenz von außen kaum beeinflußbar sind.

Wir wenden uns nun der Hauptaufgabe zu, die Abhängigkeit der Frequenz bzw. Wellenlänge von den Dimensionen und Betriebsbedingungen zu untersuchen.

Da die Versuchsergebnisse jedoch besser verständlich werden, wenn wir sie an der Hand eines Wegweisers besprechen, so soll deshalb zuerst berechnet werden, welche Ergebnisse die Theorie erwarten läßt.

§ 8. Die theoretische Abhängigkeit der Wellenlänge von den Spannungen und Dimensionen.

Barkhausen und Kurz hatten ihre Formel (vgl. S. 55) dadurch gewonnen, daß sie die Schwingungsdauer des Elektrons für eben angeordnete Elektroden berechneten. Im folgenden soll an Stelle dieser Anordnung die bei den Versuchen vorhandene zylindrisch-symmetrische treten (Fig. 7).

Führen wir folgende Bezeichnungen ein:

- $r$  = Entfernung von der Achse,
- $r_0$  = Radius des Heizfadens,
- $r_1$  = „ der Gitterelektrode,
- $r_2$  = „ „ Außenelektrode,
- $E$  = Potential in der Entfernung  $r$ ,
- $E_0$  = „ des Heizfadens = 0,
- $E_g$  = „ der Gitterelektrode,
- $E_a$  = „ „ Außenelektrode,
- $\varepsilon$  = Ladung des Elektrons,
- $m$  = Masse des Elektrons,
- $v$  = Geschwindigkeit des Elektrons,
- $\tau$  = Periodendauer,
- $c$  = Lichtgeschwindigkeit,
- $\lambda = c \cdot \tau$  = Wellenlänge,

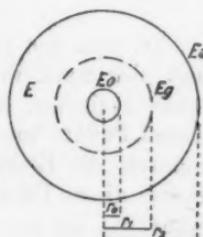


Fig. 7

so ergibt sich für die Bewegung eines Elektrons, wenn man die Austrittsgeschwindigkeit des Elektrons vernachlässigt, die Energiegleichung:

$$(1) \quad \frac{m}{2} v^2 = \varepsilon \cdot E, \quad \text{also} \quad (1a) \quad v^2 = 2 \frac{\varepsilon}{m} \cdot E.$$

a) Für einen Punkt im Raume Kathode-Gitterelektrode ergibt sich als Potential

$$E = E_g \frac{\ln \frac{r}{r_0}}{\ln \frac{r_1}{r_0}}$$

und somit als Geschwindigkeit

$$v^2 = 2 \frac{s}{m} E = 2 \frac{s}{m} Eg \frac{\ln \frac{r}{r_0}}{\ln \frac{r_1}{r_0}} = x_1^2 \cdot \ln \frac{r}{r_0}$$

und daraus

$$(2) \quad v = \frac{dr}{dt} = x_1 \sqrt{\ln \frac{r}{r_0}}$$

wobei

$$x_1 = \sqrt{2 \frac{s}{m} \cdot Eg \cdot \frac{1}{\ln \frac{r_1}{r_0}}}$$

ist.

b) Für einen Punkt im Raume Gitter-Außenelektrode ergibt sich als Potential:

$$(3) \quad E - Eg = \frac{Ea - Eg}{\ln \frac{r_0}{r_1}} \ln \frac{r}{r_1}.$$

Da nun das Potential der Außenelektrode negativ ist, so muß sich irgendwo zwischen den Entfernungen  $r_1$  und  $r_2$  ein Punkt befinden, an dem das Potential gleich Null ist. An diesem Punkte muß auch die Geschwindigkeit gleich 0 werden, wodurch die Elektronen in ihrer Bewegung umkehren. Den Radius dieses Umkehrpunktes bezeichnen wir mit  $r_u$  und haben dann:

$$(4a) \quad - Eg = \frac{Ea - Eg}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \ln \frac{r_u}{r_1}$$

und daraus ergibt sich für  $r_u$ :

$$(4b) \quad \begin{cases} \ln \frac{r_u}{r_1} = \frac{Eg}{Ea - Eg} \ln \frac{r_2}{r_1}, \\ r_u = r_1 \left( \frac{r_2}{r_1} \right)^{\frac{Eg}{Ea - Eg}}. \end{cases}$$

Somit läßt sich (3) unter Benützung von (4a) schreiben:

$$E = \frac{Ea - Eg}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \left( \ln \frac{r}{r_1} - \ln \frac{r_u}{r_1} \right) = \frac{Ea - Eg}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \cdot \ln \frac{r}{r_u}.$$

Es ergibt sich dann als Geschwindigkeit:

$$v^2 = 2 \frac{s}{m} E = 2 \frac{s}{m} \frac{Eg - Ea}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \ln \frac{r_u}{r} \\ = x_2^2 \ln \frac{r_u}{r},$$

und daraus

$$(5) \quad v = \frac{dr}{dt} = x_2 \sqrt{\ln \frac{r_u}{r}},$$

wobei

$$x_2 = \sqrt{2 \frac{s}{m} \frac{Eg - Ea}{\ln \frac{r_2}{r_1}}}$$

ist.

c) Danach berechnet sich aus (2) für die Zeit des Durchfliegens des Kathodengitterraumes der Wert:

$$t_1 - t_0 = \frac{1}{x_1} \int_{r_0}^{r_1} \frac{1}{\sqrt{\ln \frac{r}{r_0}}} dr = \frac{2r_0}{x_1} \int_0^{\sqrt{\ln \frac{r_1}{r_0}}} e^{u^2} du$$

und aus (5) für die Zeit Gitter  $\rightarrow$  Umkehrpunkt:

$$t_2 - t_1 = \frac{1}{x_2} \int_{r_1}^{r_u} \frac{dr}{\sqrt{\ln \frac{r_u}{r}}} = - \frac{2r_u}{x_2} \int_0^0 e^{-y^2} dy$$

oder wegen (4b) unter Einsetzung des Wertes für  $r_u$ :

$$t_2 - t_1 = \frac{2r_1}{x_2} \left( \frac{r_2}{r_1} \right)^{\frac{Eg}{Eg - Ea}} \int_0^{\sqrt{\frac{Eg}{Eg - Ea} \ln \frac{r_2}{r_1}}} e^{-y^2} dy.$$

Die Einsetzung der Werte für  $x_1$  und  $x_2$  ergibt dann als Zeit für das Durchfliegen der Strecke Kathode  $\rightarrow$  Umkehrpunkt, d. h. für die Hälfte der Schwingungsdauer  $\tau$ :

$$t_2 - t_0 = \frac{\tau}{2} = \frac{2r_1}{\sqrt{2 \frac{s}{m} Eg}} \\ \cdot \left\{ \frac{r_0}{r_1} \sqrt{\ln \frac{r_1}{r_0}} \int_0^{\sqrt{\ln \frac{r_1}{r_0}}} e^{u^2} du + \left( \frac{r_2}{r_1} \right)^{\frac{Eg}{Eg - Ea}} \sqrt{\frac{Eg}{Eg - Ea} \ln \frac{r_2}{r_1}} \int_0^{\sqrt{\frac{Eg}{Eg - Ea} \ln \frac{r_2}{r_1}}} e^{-y^2} dy \right\},$$

oder wenn die Radien in cm und die Spannungen in Volt gemessen werden, unter Einführung neuer Abkürzungen:

$$(6) \quad \left\{ \begin{array}{l} \lambda = c \cdot \tau = \frac{4 c \cdot r_1}{\sqrt{2 \frac{e}{m} E g \cdot 10^8}} \\ \cdot \left\{ f \left( \sqrt{\ln \frac{r_1}{r_0}} \right) + g \left( \sqrt{\frac{E g}{E g - E a} \ln \frac{r_1}{r_0}} \right) \right\} \text{ cm.} \end{array} \right.$$

Die Funktionen

$$f \left( \sqrt{\ln \frac{r_1}{r_0}} \right) \quad \text{und} \quad g \left( \sqrt{\frac{E g}{E g - E a} \ln \frac{r_1}{r_0}} \right)$$

haben dabei die Formen:

$$f(x) = x e^{-x^2} \int_0^x e^{u^2} du,$$

$$g(x) = x e^{x^2} \int_0^x e^{-u^2} du.$$

Ihr Verlauf<sup>1)</sup> ist in den Figg. 8 und 9 gezeichnet und in Tab. 5 durch eine Anzahl von Zahlenwerten gegeben:

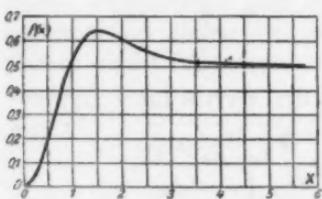


Fig. 8.  $f(x) = x e^{-x^2} x \int_0^x e^{u^2} du.$

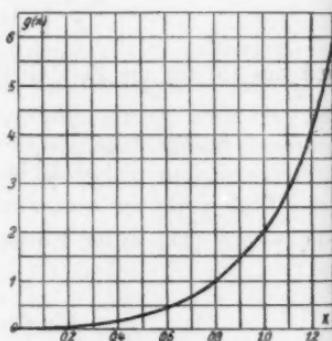


Fig. 9.  $g(x) = x e^{x^2} x \int_0^x e^{-u^2} du.$

1) Für die Berechnung von  $\int_0^x e^{u^2} du$  wurden die Tabellen aus „Schumann, Elektrische Durchbruchsfeldstärken von Gasen“, S. 238 entnommen, die mir der Verfasser in liebenswürdiger Weise schon vor Erscheinen des Buches zur Verfügung stellte. Die Berechnung des Fehlerintegrals  $\int_0^x e^{-u^2} du$  erfolgte nach den Funktionstafeln von Jahnke-Emde.

man, Elektrische Durchbruchsfeldstärken von Gasen“, S. 238 entnommen, die mir der Verfasser in liebenswürdiger Weise schon vor Erscheinen des Buches zur Verfügung stellte. Die Berechnung des Fehlerintegrals  $\int_0^x e^{-u^2} du$  erfolgte nach den Funktionstafeln von Jahnke-Emde.

man, Elektrische Durchbruchsfeldstärken von Gasen“, S. 238 entnommen, die mir der Verfasser in liebenswürdiger Weise schon vor Erscheinen des Buches zur Verfügung stellte. Die Berechnung des Fehlerintegrals  $\int_0^x e^{-u^2} du$  erfolgte nach den Funktionstafeln von Jahnke-Emde.

Tabelle 5.

$x$	$f(x)$	$g(x)$	$x$	$f(x)$	$g(x)$
0	0	0	1,8	0,62419	40,36
0,1	0,00993	0,010	2,0	0,60268	98,01
0,5	0,21228	0,289	3,0	0,534	—
0,8	0,42568	0,998	4,0	0,516	—
1,0	0,53808	2,080	5,0	0,510	—
1,2	0,60872	4,088	7,0	0,504	—
1,5	0,64237	12,190	$\infty$	0,500	—

Die Formel (6) zeigt nun folgendes:

1. Abhängigkeit der Wellenlänge von den Dimensionen.

- Vergrößert man die Querdimensionen, d. h. die Radien  $r_0$ ,  $r_1$ ,  $r_2$  so, daß die Röhre sich selbst ähnlich bleibt, so ist die Wellenlänge proportional  $r_1$ , d. h. proportional dem Gitterradius.
- Wird der Gitterradius  $r_1$  konstant gehalten, so hängt die Schwingungszahl einmal vom Verhältnis  $r_1/r_0$  und dann vom Verhältnis  $r_2/r_1$  ab; erstere Abhängigkeit ist sehr gering, weil man bei den praktisch herstellbaren Dimensionen sich durchweg rechts des Maximums der Kurve  $f(x)$  bewegt (die bei meinen Untersuchungen in Betracht kommenden Werte von  $f(x)$  liegen zwischen den Abszissen 1,9 und 2,5). Die Abhängigkeit vom Verhältnis  $r_2/r_1$  ist infolge der dauernd ansteigenden Funktion  $g(x)$  derart, daß mit zunehmenden  $r_2/r_1$  die Wellenlänge immer wächst. Daraus folgt, daß bei konstanten  $r_0$  und  $r_1$  die Wellenlänge mit  $r_2$  größer wird.

2. Die Formel (6) zeigt weiter:

- bei konstantem Verhältnis  $Eg/(Eg - Ea)$  muß  $\lambda$  umgekehrt proportional  $\sqrt{Eg}$  sein.
- Bei konstantem  $Eg$  muß die Wellenlänge zunehmen, wenn  $Eg/(Eg - Ea)$  vergrößert wird. Da  $Ea$  immer negativ ist, bedeutet dies, daß die Wellenlänge mit zunehmendem  $|Ea|$  abnimmt.

Es sollen nun die Versuchsergebnisse an der Hand der Theorie behandelt werden. Dabei ergeben sich zwei Fragestellungen:

1. Inwieweit stimmen die gefundenen Wellenlängen mit den berechneten überein,
2. treten die von der Theorie vorausgesagten Wellen stets auf oder ist ihr Auftreten an gewisse weitere Bedingungen geknüpft (Schwingungsbereiche)?

Vorerst muß jedoch festgestellt werden, ob die Voraussetzungen der Theorie insofern zutreffen, als die beobachteten Wellenlängen unabhängig vom Heizstrom bzw. Emissionsstrom sein sollen.

**§ 9. Experimentelle Abhängigkeit der Wellenlängen von dem Emissionsstrom, den Spannungen und Dimensionen.**

Bei den Messungen wurde so verfahren, daß man einen möglichst hohen Heiz- bzw. Emissionsstrom einstellt und dann durch Veränderung der Gitter- bzw. Außenelektrodenspannung einen schwingungsfähigen Zustand einregulierte.

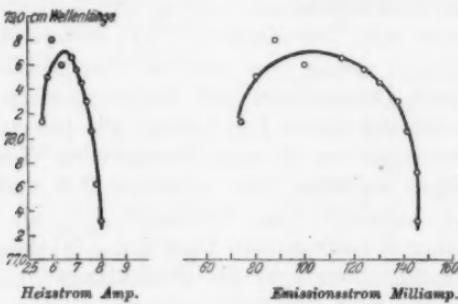


Fig. 10.

1. Ich komme nun zuerst auf den Einfluß des Emissionsstromes zu sprechen.

Die Röhre  $A_2$  z. B. zeigte eine Abhängigkeit der Wellenlänge vom Heiz- bzw. Emissionsstrom gemäß Fig. 10. Der Emissionsstrom wurde durch Messung des vom Gitter aufgenommenen Elektronenstromes bestimmt, da der von der Außenelektrode aufgenommene kleiner als 0,001 Amp. war, und daher vernachlässigt werden konnte. Die Figur ergibt somit zuerst eine ge-

ringe Zunahme und dann eine stärkere Verkürzung der Wellenlänge. Die maximale Änderung der Wellenlänge vom Einsetzen der Schwingungen bis zur höchst zulässigen Belastung des Fadens betrug nur ca. 2 Proz.

Ein ähnlicher Verlauf der Abhängigkeit ergab sich auch für andere Röhren. Über die Ursache der Wellenlängenänderung ist auf Grund des vorliegenden Versuchsmaterials noch nichts zu sagen. Jedenfalls können wir feststellen, daß innerhalb weniger Prozent die Schwingungszahl unabhängig vom Emissionsstrom ist<sup>1)</sup>, so daß bei den folgenden Betrachtungen über die Spannungsabhängigkeit dieser Einfluß nicht berücksichtigt werden braucht.

2. Um die Abhängigkeit der Wellenlänge von den Spannungen feststellen zu können, wurde so verfahren, daß die Gitterspannung konstant gehalten und die Außenelektrodenspannung verändert wurde.

a) In Fig. 11 ist die für Röhrentyp A berechnete Kurve stark ausgezogen eingetragen. Für die Berechnung wurde als Gitterradius  $r_1$  infolge des quadratischen Gitterquerschnittes die kürzeste Entfernung von der Achse (Heizfaden) zum Gitter gewählt. Außerdem wurde der Spannungsabfall von ca. 8 Volt am Heizfaden dadurch berücksichtigt, daß  $E_g$  um + 4 Volt und  $E_a$  um - 4 Volt verändert wurden. Zum Vergleich sind dann die experimentellen Kurven für die Röhren  $A_1$  -  $A_4$  beigegeben.

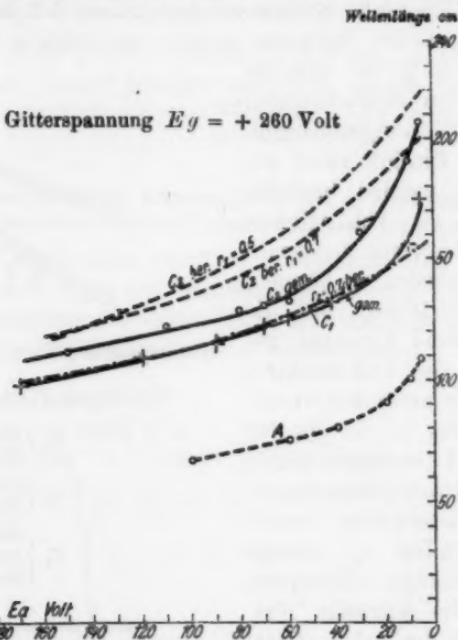


Fig. 11.

1) Wesentlich für diesen Punkt war, daß die Röhre dauernd auf äußerstem Vakuum gehalten wurde. War diese Bedingung z. B. bei abgeschmolzenen Röhren nicht erfüllt, so wurde eine viel stärkere, aber nicht reproduzierbare Wellenlängenabhängigkeit vom Heizstrom festgestellt.

Die Röhren  $A_1$  und  $A_2$  waren einander möglichst gleich gebaut worden, wir sehen jedoch geringe Abweichungen der experimentellen Werte voneinander, da es ja technisch nicht möglich ist, genau gleiche Röhren zu bauen.

Röhre  $A_3$  besaß im Gegensatz zu  $A_1$  bzw.  $A_2$  einen ca. dreimal so großen Durchgriff, Röhre  $A_4$  dagegen nur  $\frac{2}{5}$  der wirklichen Gitterlänge der drei anderen Röhren. Wir finden, daß



Abhängigkeit der Wellenlänge von der Spannung der Außenelektrode.  
Fig. 12.

auch die Werte dieser beiden Röhren nicht sonderlich von den mittleren Werten der beiden gleichgebauten Röhren abweichen.

Beim Vergleich der ber. und gem. Kurven ergibt sich, daß die Theorie den Verlauf der Wellenabhängigkeit sehr gut wieder gibt. In der Figur wurde noch der Wellenlängenverlauf eingetragen, wie ihn die Formel von Barkhausen und Kurz (S. 55) ergeben würde. Man sieht, daß unsere Formel (6) den Versuchsergebnissen besser entspricht als die von Barkhausen und Kurz.

baut  
men-  
n ist,  
drei-  
wirk-  
daß

b) Ebenso günstig fällt der Vergleich der theoretischen und experimentellen Kurve für Röhre  $C_1$  in Fig. 12 (S. 74) aus. Der Gitterquerschnitt war sechseckig und als Gitterradius wurde in der Berechnung die Länge der Polygonseite von 0,7 cm eingesetzt. Auch hier stimmen gemessene und berechnete Werte fast überein.

Abweichender sind dagegen die Ergebnisse der Röhre  $C_2$ . Diese Röhre unterschied sich von  $C_1$  dadurch, daß der Gitterquerschnitt quadratisch mit einer Seitenlänge von 1 cm war; außerdem war der Radius der Außenelektrode um 2,5 mm größer. Die Berechnung unter Einsetzung des kürzesten Gitterabstandes von 0,5 cm für  $r_1$  ergibt, wie der Kurvenverlauf zeigt, zu große Werte, das ändert sich auch nur unwesentlich, wenn man den größten Gitterabstand von 0,7 cm einsetzt. Die Ursache der Abweichung muß darin liegen, daß infolge des großen quadratischen Gitterquerschnittes innerhalb der zylindrischen Außenelektrode das Feld schon so stark von der zylindrisch-symmetrischen Form abweicht, daß die Formel (6) nur noch annäherungsweise gilt.

Für die Diskussion dieser Formel und für den Bau der Röhren ergeben die berechneten Kurven der Röhrentypen  $C$  jedoch verschiedenes Wichtiges.

Aus den Kurven für  $C_2$  ergibt sich, daß bei größerem Gitterradius ( $= 0,7$  cm) die Wellenlänge kleiner als bei kleinerem Radius (0,5 cm) sein kann, so lange  $Ea$  noch nicht zu hohe Werte angenommen hat. Der Grund ist der, daß für beide Radien der Wert von

$$f(x) = f\left(\sqrt{\ln \frac{r_1}{r_0}}\right)$$

fast derselbe ist (0,58 und 0,59), daß dagegen

$$g(x) = g\left(\sqrt{\frac{Eg}{Eg - Ea} \ln \frac{r_2}{r_1}}\right)$$

bei geringem Unterschied der beiden Verhältnisse  $r_2/r_1$  sich schon wesentlich ändert. (Beispiel: Für  $Ea = -60$  ergibt sich:

$$\begin{aligned} r_1 &= 0,5; g(x) = 2,15; \lambda = 168 \text{ cm;} \\ r_1 &= 0,7; g(x) = 1,25; \lambda = 157 \text{ cm.} \end{aligned}$$

Der Vergleich der theoretischen Kurven von  $C_1$  und  $C_2$  bei einem Gitterradius  $r_1 = 0,7$  cm zeigt, daß die geringe Änderung des Radius der Außenelektrode eine sehr starke

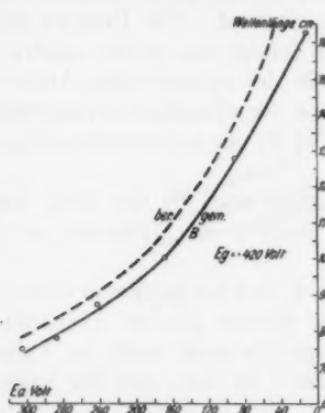
Änderung der Wellenlänge nach sich zieht, da wie vorher wiederum  $r_2/r_1$  in  $g(x)$  hauptsächlich für die Wellenlänge bestimmt ist. (Beispiel:  $Ea = -60$  ergibt für

$$C_1: r_2 = 1,50 \text{ cm}; r_2/r_1 = 2,14; g(x) = 0,96; \lambda = 132 \text{ cm};$$

$$C_2: r_2 = 1,75 \text{ cm}; r_2/r_1 = 2,50; g(x) = 1,25; \lambda = 157 \text{ cm}.)$$

Daraus geht hervor, daß es beim Röhrenbau hauptsächlich auf die Verringerung des Verhältnisses  $r_2/r_1$  ankommt.

c) In Fig. 13 sind die Werte für die Röhre B eingetragen. B unterschied sich vom Typus A nur dadurch, daß ihr Außenelektrodenradius und somit das Verhältnis  $r_2/r_1$  doppelt so groß war. Zur Untersuchung mußten als Gitterspannung 420 Volt benutzt werden, da bei kleineren Spannungen keine regelmäßigen Schwingungen auftraten; daher ist ein direkter Vergleich von A und B nicht möglich. Wir finden jedoch wiederum Übereinstimmung im Verlaufe der beiden Kurven und nur eine geringe Abweichung der absoluten Werte um 6–10 Proz.



Abhängigkeit der Wellenlänge von der Spannung der Außenelektrode.

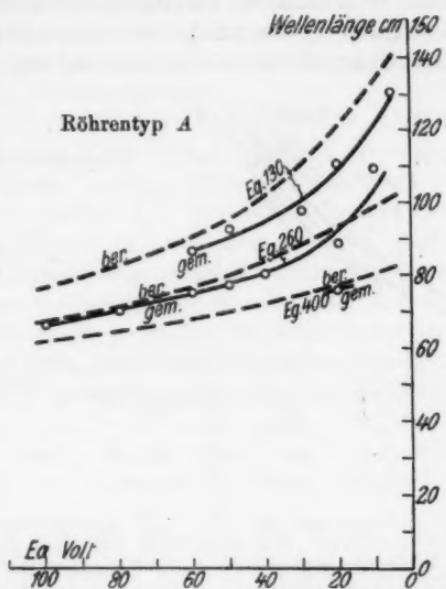
Fig. 13.

Außenelektrodenspannung bei konstanter Gitterspannung gut wiedergegeben wird. Im folgenden Abschnitt soll der Einfluß der Gitterspannung bei konstanter Außenelektrodenspannung untersucht werden.

d) Zu diesem Zweck ist in Figg. 14 und 15 die Wellenlänge als Funktion der Spannung der Außenelektrode bei verschiedenen Gitterspannungen aufgetragen.

Fig. 14 für Röhre A zeigt, daß sich auch nach der Theorie die Wellenlänge mit der Gitterspannung bei konstanter Außenelektrodenspannung so ändert, wie es das Experiment ergab.

Für die Gitterspannung  $Eg = 400$  Volt konnte nur bei einer einzigen Außenelektrodenspannung eine Wellenlängenmessung



Abhängigkeit der Wellenlänge von der Spannung der Gitter- und der Außenelektrode.

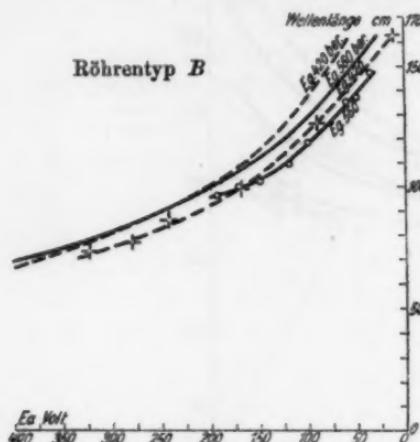
Fig. 14.

vorgenommen werden, weil bei anderen Werten  $Ea$  die später zu besprechenden Schwingungen höherer Frequenz auftraten.

Fig. 15 für Röhre B gibt die Übereinstimmung der nach der Theorie zu erwartenden mit den gefundenen Resultaten noch besser wieder, insofern für hohe Gitterspannungen bei hohem  $Ea$  die Wellenlänge wieder zunimmt. Wir haben tatsächlich sowohl nach der Theorie wie nach dem Experiment ein bestimmtes  $Ea$ , bei dem die mit verschiedener Gitterspannung aufgenommenen Kurven sich schneiden.

e) Die Theorie der Schwingungserzeugung war nur für zylindrisch-symmetrische Röhren aufgestellt worden. Eine solche Symmetrie ist aber zur Schwingungserzeugung nicht notwendig, denn es ergaben auch Röhren, die zwar eine zylindrische Außenelektrode, aber ein exzentrisch gelegenes Gitter

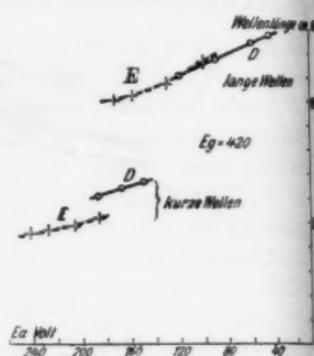
oder ein Gitter mit länglich rechteckigem Querschnitt besaßen, die Elektronenschwingungen, wie die mit den Röhren *D* und *E* aufgenommenen Wellenlängen-Abhängigkeitskurven in Fig. 16 („lange Wellen“!) zeigen. Da infolge der starken Feldverzerrung im Innern der Außenelektrode eine Berechnung der Wellen-



Abhängigkeit der Wellenlänge von der Spannung der Gitter- u. Außenelektrode.

Fig. 15.

Unsymmetrische Röhren



Abhängigkeit der Wellenlänge von der Spannung der Außenelektrode.

Fig. 16.

länge unmöglich ist, so sei der Versuch hier nur erwähnt. Ich werde auf diese Röhren später noch einmal zurückkommen.

#### § 10. Die Schwingungsbereiche.

Während also die Theorie die Abhängigkeit der Wellenlänge von den Dimensionen und Spannungen befriedigend wiedergibt, kann sie ihrer Natur nach auf die Frage nach den Bedingungen, die das Einsetzen und Aussetzen der Schwingungen regeln, keine Antwort geben, so daß wir hier auf das Experiment angewiesen sind.

Es ergab sich stets, daß die Röhren bei konstanter Gitterspannung nur innerhalb eines beschränkten Intervall von  $E_a$  Schwingungen ergaben. Der Beginn dieses Intervall lag bei  $E_a = \text{ca. } 0$  Volt und das Ende bei einem mehr oder weniger hohen negativen  $E_a$ .

Die Kurven der vorhergehenden Figuren waren nun so aufgenommen worden, daß die Wellenlängen von einer Spannung  $Ea$  in der Nähe von 0 Volt bis zu dem negativen  $Ea$  verfolgt wurden, bei dem sie gerade noch meßbar waren. Die Kurven geben uns daher gleichzeitig die Schwingungsbereiche bei den verschiedenen Gitterspannungen.

Die Fig. 11 (S. 78) sagt uns dann z. B., daß der Schwingungsbereich einer Röhre sich verkleinert, wenn ihre wirksame Gitterlänge kleiner wird (s. Röhre  $A_4$ ) und wenn der Durchgriff wächst (s. Röhre  $A_3$ ). Die Messungen an den Röhren  $C$  und  $B$  (Fig. 12 und 13) wiederum ergeben, daß die Röhren bei um so höherem negativem  $Ea$  noch schwingen, je größer die Querdimension ist. Dies bedeutet aber, daß die Röhre um so leichter schwingt, je größer die Wellenlänge ist.

Es sei erwähnt, daß es möglich ist, den Schwingungsbereich dadurch nach größerem negativen  $Ea$  und somit nach kleineren Wellen zu erweitern, daß man stärker heizt, also die Energie der Wellen steigert. In der Anwendung dieses Mittels ist man jedoch durch die maximale Belastungsfähigkeit des Fadens beschränkt.

Nach der Theorie läßt sich nur schwer etwas über die Gründe des Aussetzens der Elektronenschwingungen sagen. Rechnet man einmal für die gefundenen unteren und oberen Grenzen der Schwingungsbereiche die Werte für  $f(x)$  und  $g(x)$  aus, so ergibt sich die Tabelle 6.

Tabelle 6.

Röhre	$r_1$ em	$r_2$ em	$f(x)$	$g(x)$ kürzeste → längste Welle	$g(x)/f(x)$	$r_2/r_1$
$A_4$	0,3	0,86	0,61	1,93 → 2,24	2,2 → 3,7	2,86
$B$	0,3	1,72	0,61	2,00 → 6,42	3,3 → 10,3	5,81
$C_1$	0,7	1,50	0,58	0,60 → 1,80	1,0 → 3,1	2,14
$C_2$	0,5	1,72	0,59	0,65 → 1,90	1,1 → 2,2	3,6

Nach der vorletzten Spalte war es nur bei einer Röhre möglich, durch Vergrößerung von  $Ea$  die Funktion

$$g(x) = g \left( \sqrt{\frac{Eg}{Eg - Ea} \ln \frac{r_2}{r_1}} \right)$$

auf denselben Betrag wie  $f(x)$  zu bringen. Je größer das Verhältnis  $r_2/r_1$  ist, um so größer wird scheinbar das kleinste

zu erreichende  $g(x)$ , (Röhre  $C_2$  ergibt kaum eine Abweichung davon). Die Tabelle läßt jedenfalls die Annahme zu, daß zur Aufrechterhaltung eines schwingungsfähigen Zustandes  $g(x)$  größer  $f(x)$  sein muß<sup>1)</sup>, d. h., daß die Verweilzeit des Elektrons im Gitter-Außenelektrodenraum (prop.  $g(x)$ ) immer ein Vielfaches von derjenigen im Glühkathoden-Gitterraum (prop.  $f(x)$ ) ist.

Will man also möglichst kleine Wellen haben, so muß man da sich nach der Tabelle  $f(x) = f\left(\sqrt{\ln \frac{r_1}{r_0}}\right)$  mit  $r_1$  kaum ändert (s. a. Fig. 8)  $g(x)$  möglichst klein machen. Da nun mit Verkleinerung von  $g(x)$  durch Vergrößerung von  $Ea$  bei einem bestimmten  $Ea$  die Schwingungen aussetzen, so muß man die Verringerung durch Verkleinerung von  $r_1$  erhalten, wenn man dabei die anderen Dimensionen so ändert, daß die Röhre sich ähnlich bleibt (s. S. 71); andernfalls kann mit Verkleinerung von  $r_1$  eine Vergrößerung der Wellenlänge eintreten (s. S. 75). Da der Verringerung der Dimensionen unter ein bestimmtes Maß aber technische Gründe entgegenstehen, so bliebe noch die Vergrößerung von  $Eg$  übrig, wenn nicht bei bestimmten  $Ea$  mit der Vergrößerung von  $Eg$  auch eine solche der Wellenlänge eintreten könnte, wie wir an der Röhre  $B$  gesehen haben.

Durch all dieses würde also nur bewirkt, daß wir uns einer Grenze nähern, die wir nach kleinen Wellen zu nicht überschreiten können. Nun läßt uns aber gerade das Unvermögen  $g(x)$  nicht kleiner als  $f(x)$  machen zu können, eine andere Hoffnung übrig.

Betrachten wir in der vorhergehenden Tabelle noch einmal das Verhältnis  $g(x)/f(x)$ , so erhalten wir Verhältniszahlen bis

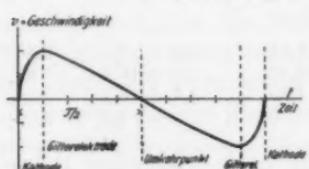


Fig. 17.

das seine maximale Geschwindigkeit bei Passieren des Gitters hat, auf, so bekommen wir einen Kurvenzug gemäß Fig. 17.

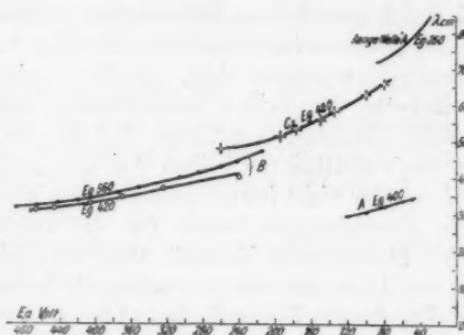
1) Versuche in dieser Hinsicht werden noch weiterhin angestellt.

Eine solche Kurvenform läßt aber das Auftreten von Schwingungen mit der doppelten Frequenz erwarten.

In der Tat zeigt sich, daß unter geeigneten Versuchsbedingungen Wellen „höherer Frequenz“ zu erhalten sind, wodurch die gewünschte Erweiterung des Schwingungsbereiches eintritt.

§ 11. Die Abhängigkeit der Schwingungen „höherer Frequenz“ von den Spannungen und Röhrendimensionen.

Das Aufsuchen dieser „kürzeren Wellen“ ist nicht ganz leicht, da die „längere Welle“ gewöhnlich mit auftritt und dann durch ihre meist viel größere Intensität das Messen der anderen unmöglich macht. Es hat sich jedoch gezeigt, wenn man den Heizstrom ganz allmählich bis zum schwingungsfähigen Zustand



Abhängigkeit der „kurzen Wellen“ von der Spannung der Außenelektrode.

Fig. 18.

der Röhre steigert, daß die kleinere Welle etwas früher als die größere auftrat. Man erleichtert sich das Herangehen an den schwingungsfähigen Zustand sehr, wenn man im Gegensatz zum Verfahren beim Aufsuchen der „langen Wellen“ bei hoher negativer Spannung der Außenelektrode beginnt und diese dann allmählich verringert. Dadurch erhält man zuerst die „kürzere Welle“ bei einem bestimmten  $Ea$ , verstärkt man dann die Heizung, so tritt die „längere“ mit auf.

Es zeigte sich, daß bei diesen „kurzen Wellen“ die Abhängigkeit der Wellenlänge von den Spannungen und Strömen dieselbe wie bei den langen „Wellen“ war. In Fig. 18 sind die

mit den Röhren *A*, *B*, *C* erzielten Kurven eingetragen. Auch hier finden wir eine Abnahme der Wellenlänge mit zunehmender Außenelektrodenspannung. Die für die Röhre *B* charakteristische Abweichung der Abhängigkeit der Wellenlänge von der Gitterspannung *Eg* bei hohem *Ea* war auch bei den „kurzen Wellen“ zu finden. Wie die Figur zeigt, traten bei *Eg* = 560 Volt längere Wellen als bei *Eg* = 420 Volt auf.

In ihrer Konstanz, ihrer Unbeeinflußbarkeit durch äußere angeschaltete Kreise und in ihrer Reproduzierbarkeit verhielten sie sich genau so wie die „langen Wellen“.

Die „kurzen Wellen“ sind nach all diesen Messungen nicht das Produkt irgendwelcher Zufälligkeiten, sondern es kann mit ihnen genau so sicher wie mit den „langen Wellen“ gearbeitet werden.

Es handelt sich nun darum, festzustellen, ob diese Schwingungen auch als Oberschwingungen der bisherigen betrachteten „langen Wellen“ anzusprechen sind. In Tab. 7 sind eine Anzahl Vergleichswerte der beiden auftretenden Schwingungen zusammengestellt. Danach ergibt sich, daß für die symmetrischen Röhren das Verhältnis der beiden Wellenlängen annähernd 2 beträgt, daß es aber nicht immer genau diesen Wert hat. Besonders große Abweichungen treten für die unsymmetrische Röhre *D* auf. Da es beim Versuch nicht möglich war, die beiden Werte von *D* zu messen, so wurden die beiden Kurvenzüge für *D* in Fig. 16 (S. 78) nach links bzw. rechts bis *Ea* = — 180 Volt extrapoliert, um Vergleichswerte zu erhalten, (was nach dem Kurvenverlauf statthaft ist).

Tabelle 7.

Röhre	$\lambda_1$ cm	$\lambda_2$ cm	$\lambda_1/\lambda_2$
<i>A</i>	95,00	47,50	2,00
<i>B</i>	89,40	47,72	1,87
<i>B</i>	74,70	37,04	2,02
<i>F</i>	333,70	166,50	2,04
<i>E</i>	100,00	52,00	1,92
<i>D</i>	108,00	70,00	1,54

Es ist daher vorläufig zweifelhaft, ob die „kurze Welle“ als Oberwelle der „langen Welle“ aufgefaßt werden darf, ob-

ob diese nicht durch einen ganz anderen Mechanismus entsteht. Für die Auffassung als Oberwelle spricht die Unsymmetrie in den Verweilzeiten der Elektronen in den beiden Elektrodenräumen, der zufolge Oberschwingungen von vornherein zu erwarten sind; dagegen spricht einerseits die Tatsache, daß die „kurze Welle“ allein gefunden wurde, ohne daß auch nur eine Andeutung der „langen Welle“ gleichzeitig vorhanden war, andererseits der Umstand, daß die „kurze Welle“ nicht immer die doppelte Frequenz der „langen Welle“ besitzt.

### § 12. Die Intensität der Wellen.

Über die Energie der „langen Welle“ kann die Theorie nichts aussagen, wir müssen uns bei Behandlung dieser Frage ganz aufs Experiment verlassen. Dasselbe gilt in noch erhöhtem Maße für die „kurze Welle“.

Es handelt sich um folgende zwei Fragen:

1. Wie ist die Energie im Schwingungsbereich einer Röhre über die einzelnen Wellen verteilt, hat die Energie bei einer bestimmten Betriebsbedingung vielleicht ein Maximum;
2. Wie kann die Energie der Schwingungen gesteigert werden?

1. Um ein ungefähres Bild über die Energieverteilung eines Schwingungsbereiches einer Röhre zu bekommen, verfuhr ich bei den Wellenlängenmessungen z. B. der Röhrentypen  $A_1$  so, daß ich für das vierte Maximum einer jeden Welle auf dem Lecherschen Drahtsystem, die dadurch im Heizkreis des Brückenthermoelementes induzierte Stromstärke bestimmte.

In Fig. 19 ist der Intensitätsverlauf der am besten schwingenden Röhre  $A_1$  als Funktion der Wellenlänge eingetragen. Die Änderung der Wellenlänge erfolgte durch Veränderung der Spannung der Außenelektrode bei einer Gitterspannung von 260 Volt. Die Figur zeigt einen unregelmäßigen Kurvenverlauf mit einem starken Maximum der Energie bei  $\lambda = 90$  cm.

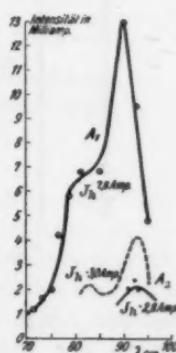


Fig. 19.

Zum Vergleich hierzu ist der mit Röhre  $A_3$  (großer Durchgriff) unter denselben Bedingungen gewonnene Intensitätsverlauf eingetragen. Durch Steigerung des Heizstromes konnte

dann der Schwingungsbereich für diese Röhre erweitert und die Energie erhöht werden (gestrichelter Kurvenzug).

Ähnliche Kurven bekam ich bei Benutzung der Röhre  $A_1$  (kleine Gitterlänge).

Eine Erklärung der eigenartigen Energieverteilung erhält man vielleicht dann, wenn man den Einfluß des Röhrensockels und der an ihm befestigten Antennen berücksichtigt. Beide bilden mit den Zuleitungen zur Röhre und der Röhrenkapazität ein schwingungsfähiges Gebilde, welches auf die Elektronenschwingungen verstärkend oder schwächend wirkt, je nach dem Verhältnis seiner Eigenschwingung zur Elektronenschwingung.

Klarer und übersichtlicher wurden daher die Erscheinungen, als ich dieses komplizierte und unkontrollierbare Gebilde durch einen einfachen Resonanzkreis ersetzte, mit dem dann auch die Steigerung der Schwingungsenergie der Wellen gelang.

2. Dieser Resonanzkreis oder Resonator ist in Fig. 20 dar-

gestellt. Sein Hauptmerkmal bestand darin, daß die in Innern der Röhre möglichst gerade und parallel geführten Elektrodenzuleitungen nach außen in Form eines Lecherschen Drahtsystems geradlinig weitergeführt wurden. Eine in der Mitte durchgeschnittene Plattenbrücke diente dann zum Abstimmen des Resonanzkreises. Die Zuleitungen für das Gitter

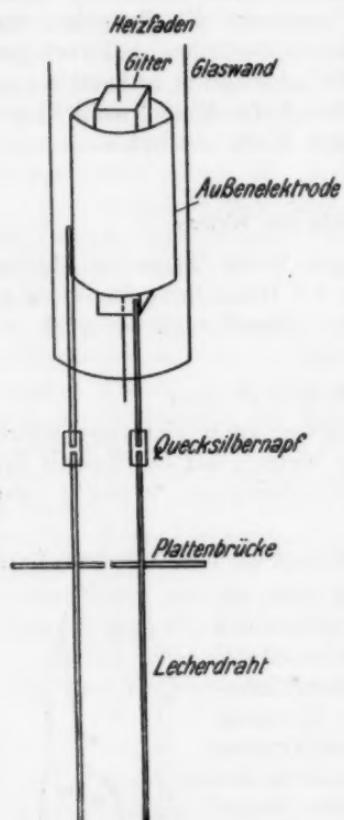


Fig. 20.

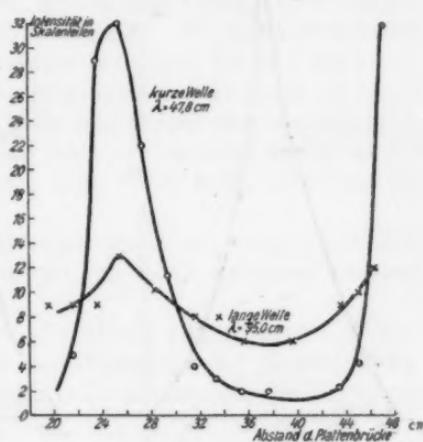
und die Außenelektrode wurden an dieser Brücke angelegt, so daß durch sie die Ausbildung von stehenden Wellen auf diesem System nicht gestört wurde. Die geradlinige Herausführung des Resonators aus der Röhre war wichtig, weil sonst an den Knickstellen störende Reflexionen der Wellen auftraten.

Der Einfluß des Resonators auf die Schwingungsenergie wurde nun in der Weise festgestellt, daß bei einer bestimmten eingestellten Elektronenschwingung der Röhre die Eigenschwingung des Resonators durch Verschieben der Plattenbrücke geändert wurde und als Maß der Schwingungsenergie wie auf S. 83 der Indikatorausschlag der auf die Elektronenschwingungen abgestimmten Meßbank aufgezeichnet wurde.

Der Intensitätsverlauf ist in Fig. 21 eingezeichnet, wobei als Abszisse die Entfernung der Plattenbrücke vom unteren Rand des Gitters als Maß für die Eigenschwingung des Resonators (= etwa  $\frac{1}{2}$  Wellenlänge der Eigenschwingung) und als Ordinate der Ausschlag des Indikatorinstruments aufgetragen ist. Die Energie der ausgestrahlten Welle ist demnach stark von

der Einstellung des Resonanzkreises abhängig. Die Unsymmetrie im Kurvenverlauf ist vermutlich dadurch zu erklären, daß der Resonator selbst nicht völlig symmetrisch gebaut war, da z. B. die Zuleitungen von den Elektroden zum äußeren Teil des Resonators in ihrer Länge um einige cm verschieden waren.

Die Wirkungsweise des Resonators wird so zu erklären sein, daß die Plattenbrücke die Wellen, die von dem Gitter und der Außenelektrode aus auf dem Resonator entlang laufen, reflektiert, so daß es bei günstiger Stellung dieser Brücke zur



Einfluß des Resonanzkreises auf die Schwingungsenergie.

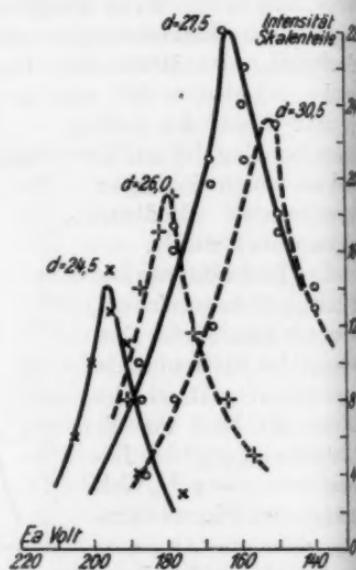
Fig. 21.

Ausbildung von stehenden Wellen kommen wird. Resonatoreigenschwingung und Röhrenschwingung sind dann aufeinander abgestimmt.

Verfuhr man bei der Aufnahme der Schwingungsintensität einer Röhre unter Benutzung des Resonators dagegen so, daß man die Resonatorbrücke an einer Stelle liegen ließ, — also



Fig. 22.



Intensitätsverteilung für verschiedene Resonatoreigenschwingungen (d).

Fig. 23.

eine bestimmte Eigenschwingung des Resonators einstellte —, und nun wie früher durch Variieren der Spannung der Außenelektrode die Wellenlänge veränderte und die Energie eines bestimmten Maximums einer jeden Welle maß, so erhielt man eine Intensitätsverteilung, wie sie Fig. 22 wiedergibt. Die Kurve hat jetzt im Gegensatz zu Fig. 19 einen regelmäßigen Verlauf mit einem scharfen Maximum. Dieses zeigt an, daß jetzt die Elektronenschwingung auf die Eigenschwingung des Resonators abgestimmt ist.

In Fig. 23 sind für verschiedene Resonatoreigenschwingungen, — bestimmt durch den Abstand der Plattenbrücke von

unteren Brückenrand —, die Intensitätskurven eingetragen, die sich gemäß Fig. 22 beim Abstimmen der Röhrenschwingungen ergaben. Wir sehen, daß unter sonst gleichen Bedingungen für jede Resonatorschwingung eine günstigste Elektronenschwingung gefunden werden kann.

In dem Resonator ist uns also ein Mittel gegeben, die Elektronenschwingung zu verstärken.

### § 13. Die längsten und die kürzesten Wellen.

Die vorhergehend besprochenen Messungen waren mit drei Röhrentypen *A*, *B*, *C* ausgeführt worden. Unter Ausnutzung der „kurzen Wellen“ gelang es mit dem Typ *A* Wellenlängen knapp unter 30 cm zu erhalten. Bei der Vorversuchen habe ich mit der Schottischen K-Röhre, die der Röhre *A* sehr ähnelte, eine Wellenlänge von 24 cm erreichen können.<sup>1)</sup> Zur Erzielung der 24 cm-Welle war jedoch eine derartige Belastung der Röhre nötig, daß diese bald zerstört wurde, so daß also für praktische Versuche diese Welle nicht brauchbar gewesen wäre.

Der Bau einer noch kleineren Type *G*, um unter den Wellenbereich der Type *A* zu kommen, scheiterte, wie schon erwähnt, aus technischen Gründen.

Ein anderer Weg zur Erreichung noch kürzerer Wellenlängen wäre das Aufsuchen von Oberwellen der „kurzen Welle“ gewesen. Ich fand jedoch auch unter Ausnutzung des Resonators keine.

Nach dem Bereich der langen Wellen hin wurde durch Bau einer großen Röhre *F* eine Wellenlänge von 333,70 cm leicht erreicht. Die Röhre besaß dieselbe Außenelektrode wie *B* bzw. wie *C*, der Gitterradius dagegen war ungefähr doppelt so groß wie bei *C*.

Wir sind durch die Röhren *A*, *B*, *C*, *F* somit in die Lage versetzt, Wellenlängen zwischen 30 und 300 cm herstellen zu können. Durch die langen Wellen gelangen wir in das Gebiet der 8 m-Wellen, das Holborn<sup>2)</sup> mit Hilfe der Resonanzschaltung zweier Röhren erreichte, indem er von den längeren Wellen bis herab zur 2,4 m-Welle schritt.

1) In einer während des Druckes dieser Arbeit erschienenen Abhandlung von Cl. Schäfer (Zschr. f. Physik, XIII, 1923, 166) wurde als die kürzeste von ihm erreichte Welle eine solche von 34 cm angegeben.

2) Holborn, Zschr. f. Physik, VI, 1921, 328.

## § 14. Zusammenfassung.

1. Es wurden Senderöhren mit zylindrischer Außenelektrode gebaut, die nach der Methode von Barkhausen und Kurz innerhalb eines Wellenbereiches von 330—30 cm genügend starke und in ihrer Frequenz sehr konstante, von außen wenig beeinflußbare Schwingungen ergaben. Bei sämtlichen Röhren traten zwei verschiedene Wellen auf, deren Länge nahezu, aber nicht immer genau im Verhältnis 1 : 2 stand.

2. Für die zylindrisch-symmetrische Elektrodenanordnung wurde die Berechnung der Wellenlänge durchgeführt und an den Meßresultaten wurde gezeigt, daß die Formel den wirklichen Verlauf der Abhängigkeit der Wellenlänge von den Spannungen der Außen- und Gitterelektrode und den Dimensionen gut wiedergibt.

3. Es zeigte sich, daß die Wellenlänge praktisch nur von den Röhrendimensionen und verwandten Spannungen abhängt und durch andere Einflüsse, wie etwa den Heizstrom oder äußere Schwingungskreise nur unwesentlich oder gar nicht verändert wurde.

Die Energie dagegen wurde stark durch solche Schwingungskreise beeinflußt, es wurde daher ein einfacher mit der Röhre direkt verbundener Resonanzkreis konstruiert, der gestattete, die von der Röhre abgegebene Energie wesentlich zu erhöhen.

Die vorstehende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Jena ausgeführt. Von großem Wert war mir beim Bau der Röhren die Unterstützung der Firma Schott & Gen. Die Helmholtz-Gesellschaft lieferte die Quecksilberfüllung für die Pumpen und das Manometer; die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft stellte die Hochspannungsbatterien und eine besonders starke Heizbatterie zur Verfügung. Für diese Förderung bin ich den Beteiligten daher zu großem Dank verpflichtet.

Es ist mir eine ganz besondere Ehre, Herrn Geheimrat Prof. M. Wien und Herrn Prof. H. Busch für die Anregung zu dieser Arbeit und die äußerst liebenswürdige und wertvolle Unterstützung dabei vielmals zu danken. Desgleichen danke ich Herrn Prof. K. Foersterling für viele Ratschläge und Herrn Prof. Schumann (Technisch-Physikalisches Institut) für die freundliche Überlassung von Tabellen und einigen Apparaten.

(Eingegangen 17. Juli 1923.)

5. *Über die Lichtfortpflanzung im Himmelsraum;*  
*von P. Lenard.*

In einer unter dem Titel „Über Äther und Uräther“ erschienenen Abhandlung<sup>1)</sup> habe ich einen nach gegenwärtiger Kenntnis möglich erscheinenden Ausweg angegeben aus den Schwierigkeiten, welche durch die scheinbare Unvereinbarkeit von Aberration, Michelsonversuch, Doppelsternbeobachtungen und Welleneigenschaften des Lichtes für die Ätherphysik entstanden waren. Der Ausweg führte weg von der nur mathematisch formelmäßigen, auf physikalisches Denken verzichtenden Behandlungsart des Gegenstandes (Relativitäts„theorie“), mit welcher man mangels anderer Lösung glaubte sich begnügen zu müssen; er wollte zurückführen zu wirklicher Naturforschung, die, von einfachen Gedanken ausgehend, aus der Beobachtung zu ergründen sucht, wie die Dinge der Außenwelt — im vorliegenden Falle der Äther — beschaffen sind. Lange belehrt durch die Geschichte der Wissenschaft und stets eingedenk der unvermuteten Überraschungen, die die Natur dem Beobachter immer wieder geboten hat und die zuletzt stets Vereinfachung des Denkens bedeuteten, sollte die Naturforschung auf bloße Vermutungen oder „Theorien“ um so weniger Wert legen, je verwickelter, erfahrungsleerer — und etwa gar zugleich weitausschweifender — sie erscheinen.

Gerade bei einem des Unbekannten so offenbar vollen Untersuchungsgegenstand, wie dem Äther, darf der Naturforscher ganz besonders dessen sich bewußt sein, daß seine Arbeit nächst der Beobachtung in der Herstellung möglichst einfacher, willkürliche Hinzufügungen vermeidender Bilder vom Verhalten des zu Untersuchenden bestehen muß, die solange abzuändern und durch hierbei angeregte neue Beobachtungen zu verbessern sind, bis es endlich den Anschein

1) Zuerst erschienen in Starks Jahrbuch v. 1920; ausführlicher gesondert bei S. Hirzel, Leipzig 1922, 2. Aufl. Im folgenden kurz als „Ä. u. Urä.“ zitiert; Seitenzahlen nach der 2. Aufl.

gewinnt, daß weitere Beobachtungen kaum mehr Überraschungen bringen dürften. Wir sind heute beim Äther noch weit entfernt von letzterem Stande, wir befinden uns vielmehr vielleicht noch sehr am Anfang eines langen Weges dahin, auf dem es erlaubt sein kann gelegentlich Umschau zu halten.

*Längs- und Quereigenschaften der Lichtquanten.* — Es sind zwei Beobachtungsergebnisse aus der letzten Zeit, die ich jetzt in das in der vorgenannten Abhandlung entworfene Bild vom Äther einfügen möchte, wodurch es bestimmtere Form annimmt als nach dem früheren Stande der Erfahrung sein konnte, wo noch andere Möglichkeiten offen zu lassen waren. Es soll dabei hier stets nur das Verhalten der Lichtquanten in von Materie freiem Raum betrachtet werden.<sup>1)</sup> Die Lichtquanten selbst fassen wir als kohärente elektromagnetische Wellenzüge von bestimmter Wellenlänge und bestimmtem Energiegehalt auf.<sup>2)</sup> Jedem Himmelskörper schreiben wir seinen eigenen Äther zu, der ihn ähnlich einer verwaschenen begrenzten Atmosphäre umgibt<sup>3)</sup>; außerdem nehmen wir einen

1) Zu dem in „Ä. u. Urä.“ bereits behandelten Verhalten in materiellen Medien ist bis jetzt neue Erfahrung nicht bekannt geworden; wir weisen daher im vorliegenden nur gelegentlich in Fußnoten auf einige hierzu gehörige Stellen in der genannten Abhandlung hin.

2) Siehe „Ä. u. Urä.“ S. 25ff. Daß die Lichtquanten, welche von den Quellen des Lichts, den Atomen, einzeln und mit bestimmtem Energieinhalt emittiert werden, auf ihren weiteren Wegen weder einzeln, getrennt bleiben müssen, noch auch Zerstückelungen, Spaltungen und Energieänderungen entgehen, kurz, daß sie im allgemeinen ihre Besonderheit nicht dauernd beibehalten, ist nach heutiger Erfahrung nicht zu bezweifeln. Das Wesentliche unserer Betrachtungen tritt aber am besten hervor, wenn wir sie an einzelne Lichtquanten von bestimmt vorgegebenem Energieinhalt knüpfen, wie das im vorliegenden geschehen soll. Über die Verschmelzung von Lichtquanten, bzw. den Nachweis von Wellenfronten großer Breite siehe „Ä. u. Urä.“, S. 26 u. 29; über Unterteilung von Lichtquanten siehe C. Ramsauer, Ann. d. Phys. 64, S. 750. 1921.

3) Über die Abstände, bis zu welchen beispielsweise der Äther der Erde über deren Oberfläche zu gegebenen Bruchteilen merklich sich erstreckt, ist nichts bekannt. Hr. St. John findet auf dem 1731 m hohen Wilsonberg in Kalifornien positiven Ausfall des Michelsonversuchs mit dem Betrage von  $\frac{1}{10}$  der Streifenverschiebung, die bei voller Relativbewegung der Erde mit Bahngeschwindigkeit gegen den Äther zu erwarten wäre (The Observatory 45, S. 211. 1922). Man könnte dies als ein Zeichen bereits in jener Höhe merklicher Abnahme des Äthers der Erde auffassen; doch werden in so wichtiger Frage weitere Beobachtungen abzuwarten

allgemein verbreiteten Uräther an, der — im Gegensatz zum Äther — an den Bewegungen der Himmelskörper nicht teilnimmt.<sup>1)</sup>

Die beiden Beobachtungsergebnisse sind:

1. Die nun wohl unzweifelhaft festgestellte, schon von J. Soldner berechnete Lichtstrahlablenkung am Sonnenrand, die — ihrer beobachteten Größe nach — einer Schwerewirkung auf die Lichtquanten soweit entspricht, als man etwa erwarten kann.<sup>2)</sup>

2. Der negative Ausfall des von Hrn. R. Tomaschek kürzlich durchgeföhrten Michelsonversuches mit Sonnen-, Mond-, Planetenlicht nicht nur, sondern auch, was besonders wichtig ist, mit Fixsternlicht.<sup>3)</sup>

Das nun entstehende Gesamtbild der augenblicklichen Kenntnis fordert wieder die schon früher eingeföhrte Unterscheidung zwischen Längs- und Querverhalten der Lichtquanten, welche beiden offenbar gesondert zu betrachten sind.<sup>4)</sup>

Die Längsbewegung, d. i. die Bewegung in Richtung der Wellenfront, geht mit der bekannten Lichtgeschwindigkeit  $c$  vor sich, wobei es sich nur um die Frage handelt, relativ wozu diese Geschwindigkeit zu rechnen sei. Hier hat die neue Erfahrung gezeigt, daß  $c$  stets relativ zu demjenigen Äther gelte, in welchem das Lichtquant zurzeit läuft. Es ist somit jedesmal eine Änderung der Lichtgeschwindigkeit beim Übergang von

---

ein, beispielsweise auch die Durchführung elektrischer Versuche — wie des Röntgenschen mit dem zu suchenden Magnetfeld eines geladenen Kondensators — auf möglichst hohen, möglichst alleinstehenden Berggipfeln.

1) Eingehenderes s. w. unten und auch bereits in „Ä. u. Urä.“ S. 21ff.

2) Die Mitwirkung der Lichtbrechung in der Sonnenatmosphäre erschwert das Urteil; vgl. hierüber Ann. d. Phys. 65. S. 593 u. 594. 1921 und „Ä. u. Urä.“ S. 43.

3) Siehe R. Tomaschek, Astronom. Nachr. 5251 und eine gleichzeitige Abhandlung in diesen Ann. Die Untersuchung ist mit Unterstützung durch die Notgemeinschaft der Wissenschaft ausgeführt worden, wofür auch an dieser Stelle besonderer Dank ausgesprochen sei.

4) Vgl. „Ä. u. Urä.“, Noten S. 27 u. 31; nur daß dort die negativen Aberrationserfahrungen an bewegten Himmelskörpern, die wir im hier weiter folgenden hinzunehmen, noch nicht berücksichtigt sind.

einem Äther in einen anderen, anders bewegten, anzunehmen. Im besonderen ist dies auch der Fall, wenn Lichtquanten außerirdischer Lichtquellen in den Äther der Erde gelangen; sie nehmen dann Lichtgeschwindigkeit relativ zu letzterem, das ist relativ zur Erde an und sie verhalten sich daher im Michelsonversuch gleich irdischen Lichtquanten, die von vornherein diese Geschwindigkeit hatten. Wir begründen und erläutern diese Auffassung vom Längsverhalten der Lichtquanten eingehender im nächsten Abschnitt.

Das Querverhalten der Lichtquanten, d. i. ihr Verhalten gegen Bewegung in Richtung senkrecht zur Wellenlänge, hängt in ganz anderer Weise mit dem Medium zusammen, als die Längsbewegung. Wir schließen dies aus dem Statthaben der astronomischen Aberration, die in unserer Auffassung zeigt, daß die Lichtquanten der außerirdischen Lichtquellen auch nach ihrem Eindringen in den Äther der Erde keine Querbewegung von letzterem annehmen. Ganz unbeeinflußbar sind aber dennoch die Lichtquanten in bezug auf Querbewegung nicht; dies wird daraus klar, daß keine anderen Aberrationen beobachtet worden sind, als die aus der Bewegung der Erde folgenden. Nehmen wir beispielsweise an, ein ferner Doppelstern führe eine kreisende Bewegung aus und es befände sich die Erde nahe seiner Bahnebene. Bei der Bewegung des Sterns senkrecht zur Gesichtslinie kann angenommen werden, daß die gegen die Erde hin laufenden Lichtquanten des Sterns die Querbewegung desselben mit sich fortnehmen, da sie im Äther des Sterns entstanden sind. Besäßen sie diese Querbewegung auch noch bei ihrer Ankunft im Beobachtungsfernrohr der Erde, so würde dies eine Aberrationsverschiebung am Stern zur Folge haben, die bei der recht großen Umlaufgeschwindigkeit mancher Doppelsterne sehr auffallend sein müßte<sup>1)</sup>, von deren Auftreten aber nichts bekannt ist. Man muß danach annehmen, daß die von der Lichtquelle stammende Querbewegung der Lichtquanten auf deren Wegen im Uräther

1) Es würde z. B. merkliche Winkeltrennung der beiden Komponenten eines genügend schnell umlaufenden Doppelsterns gerade dann eintreten müssen, wenn Fehlen von Spektrallinienverdopplung das Gegen teil erwarten ließe, nämlich wenn Erde und die beiden Sternkomponenten nahe in einer geraden Linie sich befinden.

früher oder später zum Verschwinden kommt.<sup>1)</sup> Da auch bei den Planeten unseres Sonnensystems, wie Merkur oder Venus, nichts von Aberrationen bekannt ist, die in dem soeben betrachteten Sinne von den genügend schnellen Eigenbewegungen dieser Planeten herrührten, muß auch innerhalb des Sonnensystems der die Querbewegung wegnehmende Uräther als vorhanden und wirksam angenommen werden. Es ist dies in Übereinstimmung mit der Annahme, daß der Uräther überall vorhanden ist, auch in den Räumen, die zugleich den Äther von Materie enthalten. Wie schnell eine von der Lichtquelle stammende Querbewegung im Uräther verschwindet, ist unbekannt.<sup>2)</sup>

Sind die Lichtquanten dem Einfluß der Schwerkraft ausgesetzt, so erleiden sie in bezug auf Querbewegung diejenige Veränderung, welche nach Maßgabe ihrer Masse und einer dieser proportionalen Gravitation zu erwarten ist.<sup>3)</sup>

1) Hiermit wird die Aberration insofern zu einer *absoluten* Erscheinung, als sie zwar von der Querbewegung des Beobachters, nicht aber von der der Lichtquelle abhängig ist, und dies ist sehr bemerkenswert. Die astronomische Erfahrung läßt in der Tat die Aberration durchaus nur als Folge der Erdbewegung relativ zum Uräther, *nicht relativ zur Lichtquelle*, also als eine Folge und somit auch als Kennzeichen von *Absolutbewegung* erscheinen. Bemerkbar können zwar durch die Beobachtungen nur Unterschiede von Aberrationen werden, diese Unterschiede (z. B. die gewöhnliche jährliche Aberration von  $2 \cdot 20''$ ) entsprechen aber eben doch zeitlichen Unterschieden in der *Absolutbewegung* der Erde, nicht in irgendeiner Relativbewegung derselben.

2) Reicht der Abstand des Mondes von der Erde nicht aus, um die bei der Reflexion des Sonnenlichtes vom Monde etwa dem Mondlicht mitgeteilte Querbewegung des Mondes — das ist seine Bahnbewegung — wegzudämpfen, so würde die oben gedachte Aberration infolge Eigenbewegung der Lichtquelle beim Monde ganz oder teilweise wirksam werden. Es wären dann die in der Astronomie üblichen Aberrationskorrekturen — die darauf keine Rücksicht nehmen — für den Mond nicht genau richtig. Es wäre zu untersuchen, ob nicht etwa geringe Unstimmigkeiten in der Vorausberechnung der Mondbewegung, auf die man manchmal hingewiesen findet, dieses Ursprungs sind. — Eine experimentelle Untersuchung der Lichtquanten von querbewegten Lichtquellen soll an Kanalstrahlen erfolgen (vgl. verwandte Fragen in bezug auf Längsbewegung in „Ä. u. Urä.“ S. 28).

3) Es ist dies der alte Gedanke von Soldner aus dem Jahr 1801. Siehe Ann. d. Phys. 65, S. 593, 1921 und „Ä. u. Urä.“ S. 43. Er kann durch die Erfahrung als bestätigt angesehen werden, wie bereits oben

Es verhalten sich also Lichtquanten im materiefreien Raum, soweit bisher zu sehen, in bezug auf Längsbewegung stets wie Wellenzüge, die eine relativ zum Medium vorgegebene Geschwindigkeit einhalten, in bezug auf Querbewegung aber nur wie träge Massen, die mit dem die Längsgeschwindigkeit bestimmenden Medium weit weniger zu tun haben, vom Uräther aber doch reibungssähnliche Kräfte erfahren, welche von der Lichtquelle stammende Quergeschwindigkeiten vernichten. Die Eigenschaft, mit Wellengeschwindigkeit zu laufen, ist nichts Besonderes, da Licht schon lange genügend sicher als Wellenerscheinung bekannt ist. Aber auch das Querverhalten, die Masseneigenschaft, ist nichts Besonderes; sie gehört einfach dem Energieinhalt  $E$  des Lichtquants zu, der nach Hasenöhrls Beziehung bei allen Energieformen die Masse  $m = E/c^2$  besitzt<sup>1)</sup>, welche Masse natürlich auch in bezug auf Längsbewegung wirksam ist, und ebenso ist auch die dieser Masse proportionale Gravitation nichts Besonderes mehr, seit durch die Beobachtungen von Galilei, Newton, Bessel, Eötvös und neuerdings besonders auch Zeeman die allen Massen, auch den Energiemassen stets proportional zugeordnete Gravitation außer Zweifel gestellt ist.<sup>2)</sup>

Man kann somit dieses Bild vom Verhalten der Lichtquanten außerhalb der Materie<sup>3)</sup> wohl als einfach und über-

---

angegeben. Den noch nicht erfahrungsmäßig verfolgten Einfluß von Schweren in Längsrichtung der Lichtquanten behandeln wir im letzten Abschnitt des Vorliegenden.

1) Siehe „Ä. u. Urä.“ S. 41, 42 u. 46. Es ist dort auch ersichtlich gemacht, daß jene Massengleichung der Energie ganz zu Unrecht als ein besonderes Ergebnis der Relativitäts„theorie“ hingestellt wird, von der sie in Wirklichkeit völlig unabhängig ist.

2) Siehe „Ä. u. Urä.“, S. 43, 44.

3) In materiellen Medien ist die Längsbewegung in bekannter Weise durch den Brechungsexponenten bestimmt. In „Ä. u. Urä.“ (S. 44ff.) ist gezeigt, daß die Geschwindigkeitsänderung beim Übergang von einem materiellen Medium in ein anderes mit einer Massenänderung des Lichtquants verbunden erscheint — durch Aufnahme von Zusatzmasse aus dem Medium —, welche sowohl dieser Geschwindigkeitsänderung, als auch dem Lichtdruck an der Grenzfläche entspricht. Was den Einfluß von Bewegung eines materiellen Mediums anlangt, so gilt der Fresnelsche Mitführungskoeffizient (s. „Ä. u. Urä.“ S. 45, 46).

sichtlich und — wenn die Unterscheidung zwischen Längs- und Querverhalten einmal getroffen ist — fast als selbstverständlich bezeichnen. Freilich ist dabei zu bedenken, daß die Erfahrung, auf Grund deren das Bild gebaut ist, immer noch ärmlich ist. Dafür bietet aber das Bild neue Anhaltspunkte zum Einsammeln weiterer Erfahrung durch neue Beobachtung, besonders astronomischer Art, worauf an mehreren Stellen des Vorliegenden hingewiesen ist.

Da die Lichtquanten elektromagnetische Wellenzüge sind, so wird man in relativ zum Beobachter ruhendem Äther Gültigkeit der Maxwell'schen Gleichungen für dieselben insoweit erwarten dürfen, als es sich um Eigenschaften handelt, die auch bei einer Quervereinigung sehr vieler Lichtquanten sich finden; denn eine solche Quervereinigung ist erfahrungsmäßig gleich zu setzen dem Wellenzug eines Hertz'schen Oszillators, bis auf Unterschiede der Wellenlänge. Eine solche, ebengedachte Eigenschaft elektromagnetischer Wellenzüge ist diese, daß Wellenfront (Fläche der elektrischen und magnetischen Kraftlinien) und Fortpflanzungsrichtung (Energieweg) stets senkrecht aufeinander stehen. Nimmt man diese Eigenschaft für die Lichtquanten an, so folgt beim Auftreten von Querbewegung stets eine Drehung der Wellenfront, so daß diese senkrecht zur Gesamtbewegung des Lichtquants sich stellt, und es ist dann diese Gesamtbewegung, welche mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  relativ zum umgebenden Äther vor sich geht. So würden die Lichtquanten ferner Sterne, die — wie wir sahen — ohne Querbewegung relativ zum Uräther aus diesem zur Erde kommen, beim Eintritt in den Äther der Erde eine Drehung der Wellenfront erleiden müssen, da sie relativ zum Äther der Erde Querbewegung haben. Nach dieser Drehung ist die Querbewegung als solche verschwunden und nicht mehr zu betrachten und es ist dafür das Lichtquant um den Aberrationswinkel aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt. Es würde dann das Fixsternlicht nichts von Aberrationseigenschaften an sich haben im Vergleich zu irdischem Licht, noch auch wäre die Aberration ein Vorgang, der im Fernrohr des Beobachters zu überlegen sei (wie es gewöhnlich geschieht), sondern die Aberration bestünde in einer Krümmung des vom Stern kommenden Strahls bei seinem Eintritt in den Äther.

der Erde, so daß der Strahl schon in Aberrationsrichtung das Fernrohr erreicht.<sup>1)</sup>

*Erfahrungen über die Längsbewegung der Lichtquanten.* — Die Längsbewegung zeigt die Eigenschaft einer Wellenfortpflanzung dadurch, daß sie mit veränderter Geschwindigkeit vor sich geht, je nach dem Medium, das durchlaufen wird. Dieses Verhalten ist von den materiellen Medien her wohlbekannt; daß wir Ähnliches auch in dem von Materie freien Himmelsraum anzunehmen haben, sei im folgenden noch besonders — an Hand der Erfahrung — begründet.

Der bekannte Michelsonversuch mit irdischer Lichtquelle zeigt in einfachster Auffassung an, daß die Lichtquanten der irdischen Lichtquellen mit Lichtgeschwindigkeit relativ zur Erde laufen (nicht relativ zu einem Äther, durch welchen die Erde sich hindurchbewegte).<sup>2)</sup> Dementsprechend darf man annehmen, daß auch die von anderen Himmelskörpern ausgehenden Lichtquanten in der Nähe dieser Himmelskörper relativ zu diesen mit Lichtgeschwindigkeit weglauen, und daß dies auch von den Lichtquanten einer Doppelsternkomponente gilt. Die Doppelsternbeobachtungen<sup>3)</sup> zeigen nun aber, daß die Lichtquanten einer Doppelsternkomponente auf dem allergrößten Teil ihres Weges bis zur Erde nicht Lichtgeschwindigkeit relativ zu ihrem wechselnd bewegten Ursprungstern, sondern absolute, von der Bewegung dieses Sterns unabhängige

1) Zwei andere Möglichkeiten, besonders in bezug auf Spiegelung von Aberrationslicht findet man in Hrn. R. Tomascheks gleichzeitiger Veröffentlichung in diesen Annalen betrachtet.

Eine der hier beim Eintritt in den Äther der Erde angenommenen Strahlenkrümmung entsprechende Krümmung kann auch beim Weggang des Sternlichts von dem relativ zum Uräther bewegten Stern angenommen werden als Folge der Weggämpfung der vom Stern stammenden Querbewegung der Lichtquanten im Uräther. Während aber die Strahlenkrümmung beim Eintritt in den Äther der Erde den beobachteten Sternort um den Aberrationswinkel verschiebt, hat die Strahlenkrümmung beim Weggang vom Stern solche Wirkung nicht, da sie verhältnismäßig viel zu dicht beim Stern selbst erfolgt; es führt dies auf die schon hervorgehobene Absolutbedeutung der Aberration zurück.

2) Über die hier vorausgesetzte Unwirklichkeit der Lorentzkontraktion siehe „Ä. u. Urä.“, S. 39f.

3) Siehe über die hier gemeinten Doppelsternbeobachtungen „Ä. u. Urä.“ S. 32ff., wo auch der im oben folgenden aus diesen Beobachtungen gezogene Schluß bereits eingehend dargelegt ist.

Lichtgeschwindigkeit eingehalten haben müssen. Es muß also die Lichtgeschwindigkeit unterwegs, in dem von Materie freien Himmelsraum, eine Veränderung erlitten haben, und zwar muß diese Änderung schon in einem Abstand vom emittierenden Stern eingetreten sein, der klein ist gegen den Abstand des Doppelsterns von der Erde, da die Beobachtungen eine Abhängigkeit der Lichtzeiten von der wechselnden Bewegungsrichtung des Sterns überhaupt nicht bemerklich machen.

Da wir Gründe gefunden haben, jedem Atom seinen eigenen Äther zuzuschreiben, den es in seinem Innern und in seiner Umgebung mit sich trägt, wonach auch jeder materielle Körper, auch die Erde und jeder Stern, seinen eigenen Äther hat, der ihn wie eine verwaschen begrenzte Atmosphäre umgibt<sup>1)</sup>, war es für uns natürlich, anzunehmen, daß dieser Äther das Medium ist, in welchem die vom Stern emittierten Lichtquanten mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  laufen. Denn dieser Äther ruht relativ zum Stern, so daß dann seine Lichtquanten auch relativ zu ihm mit Lichtgeschwindigkeit laufen, wie es der Michelsonversuch in bezug auf die Lichtquanten der Erde gezeigt hat.

Von dieser Vorstellung aus erscheint es leicht verständlich, daß die vom Stern wegfahrenden Lichtquanten schließlich, wenn sie in Räume kommen, wo der Äther des Sterns fast verschwindet, ihre Geschwindigkeit relativ zu dem dort vorhandenen, nicht mehr zu dem Stern gehörigen und nicht mit ihm bewegten Medium einrichten, wodurch sie unabhängig von den Bewegungen des Sterns wird, wie es den Doppelsternbeobachtungen entspricht. Unsere bisherige Kenntnis des eben gedachten Mediums, das diese fern von allen materiellen Massen abliegenden Himmelsräume erfüllt, ist allerdings nahezu Null; sie besteht aber doch darin, daß die Doppelsternbeobachtungen das Dasein eines solchen, eine bestimmte, einheitliche, von Bewegungen ferner Himmelskörper unabhängige Lichtgeschwindigkeit schaffenden Mediums anzeigen. Ich habe dieses, die weiten Himmelsräume erfüllende Medium Uräther genannt.<sup>2)</sup>

1) Siehe „Ä. u. Urä.“, S. 19.

2) Wie groß die Lichtgeschwindigkeit im Uräther ist, wissen wir in der Tat nicht; nur daß sie einheitlich, nämlich für die verschiedenen Bahnpunkte und die diesen zugehörigen verschiedenen Bewegungsrichtungen einer Doppelsternkomponente nicht verschieden ist, dies ver-

Die Annahme eines solchen Mediums, das außer dem Äther noch vorhanden und das allverbreitet ist, erscheint auch nahe liegend, wenn man die Gravitation als vermittelte Fernkraft betrachten will; denn der Äther, welcher die elektromagnetischen Kraftfelder (und somit auch die Lichtquanten) ausmacht, kann schwerlich zugleich Vermittler der Gravitation sein schon deshalb, weil eben dieser Äther selbst der Gravitation unterworfen erscheint, sobald er Träger von Energie ist, die in allen ihren Formen der Gravitation unterworfen erscheint.<sup>1)</sup> Wie dem auch sei und wenn auch die Rolle, welche wir hier dem Uräther in bezug auf die Lichtgeschwindigkeit zuschreiben, vielleicht ebensogut dem Gesamtäther zugeschrieben werden könnte, welcher als Summe der zu allen Himmelskörpern in größeren Abständen gehörigen spärlichen Äthermengen in den Himmelsräumen angenommen werden kann<sup>2)</sup>, so bleiben wir doch schon der Kürze und Deutlichkeit halber bei dem Namen Uräther für das hier auftretende, von den Bewegungen einzelner Himmelskörper nicht merklich beeinflußte Medium.

Wenn demnach die von fernen Sternen kommenden Lichtquanten mit Lichtgeschwindigkeit relativ zum Uräther zu uns heranlaufen, so war es bis vor kurzem noch eine offene Frage, ob sie diese Geschwindigkeit bis zur Erde hin beibehalten oder ob sie bei Eintritt in den Äther der Erde ihre Geschwindigkeit von neuem ändern und etwa Lichtgeschwindigkeit relativ zu diesem Äther, also auch zur Erde annehmen. Diese Frage ist jetzt durch Ausführung des Michelsonversuchs mit Fixsternlicht beantwortet worden und sie ist in letzterem Sinne entschieden, wodurch wir eben zur Vorstellung des oben be-

---

bürgen die Beobachtungen. Doch ist es nach den weiter unten folgenden Überlegungen — Lichtbrechung im materiefreien Raum betreffend — nicht wahrscheinlich, daß die Lichtgeschwindigkeit beim Übergang vom Äther des Sterns in den Uräther mehr als nur um die Relativgeschwindigkeit des Sterns zum Uräther geändert wird.

1) Siehe „Ä. u. Urä.“, S. 47.

2) Geht man hierauf ein, so nähert man sich der von Hrn. Gehroké bevorzugten Auffassung der Aberration (s. Drudes Optik, 3. Aufl. 1912 und D. Phys. Ges. 1918, S. 165 u. 1919, S. 67). Sieht man aber den Uräther als Vermittler der Gravitation an, so muß er auch in den Räumen als vorhanden angenommen werden, die gleichzeitig den Äther der einzelnen materiellen Körper enthalten. Wir nehmen hier — bis zu weiterer Belehrung durch die Erfahrung — das Letztere an.

trachteten allgemeinen Satzes über die Längsbewegung der Lichtquanten berechtigt wurden.<sup>1)</sup> Es laufen also im Äther der Erde alle Lichtquanten irgendwelchen Ursprungs relativ zu diesem Äther mit der Lichtgeschwindigkeit  $c^2$ ), ebenso auch alle Lichtquanten im Bereich eines anderen Gestirns relativ zum dortigen Äther; von Gestirn zu Gestirn dagegen herrscht Lichtgeschwindigkeit relativ zum Uräther.

*Lichtbrechung im Äther.* — Die Geschwindigkeitsänderung der Lichtquanten beim Übergang von einem Äther in anderen, relativ zu ersterem in Strahlrichtung bewegten Äther muß mit einer Richtungsänderung des Strahls analog der Brechung in materiellen Medien verbunden sein, wenn die Grenzschicht schief zum Strahle steht. Es folgt dies nach dem Huyghens-schen Prinzip. Wegen der Allmählichkeit des Übergangs ist diese Brechung in Gestalt einer Strahlenkrümmung zu erwarten. Da der wirksame Brechungsexponent  $c/(c - u)$  ist, wenn  $u$  die in der Strahlrichtung genommene Komponente der Relativgeschwindigkeit ist, so würde die Ablenkung bei einem Einfallswinkel von  $45^\circ$  etwa  $20''$  betragen, wenn  $u$  von der Größe der planetarischen Geschwindigkeiten ist (80 km/sec). Dieser unter der Annahme einer scharfen Äthergrenze berechnete kleine Winkel wäre wohl das Höchstmaß der Ablenkungen, die bei Relativgeschwindigkeiten der angenommenen Größe eintreten könnten. Die Verwaschenheit der Äthergrenze muß die Ablenkungen wesentlich kleiner machen, und es sind auch bei beliebig schieferem Einfall keine größeren Winkel zu erwarten, da die bei der Berechnung der  $20''$  eingesetzte ganze Geschwindigkeitsdifferenz  $u$  nicht zur Geltung kommen kann, wenn eine Ätheratmosphäre nur streifend durchlaufen wird.

Es sollte auf das Bestehen oder Nichtbestehen solcher Ablenkungen bei astronomischen Messungen geachtet werden. Die Ablenkung könnte beispielsweise bei einem von der Erde

1) Siehe die ausführliche Diskussion bei Rudolf Tomaschek, *Astr. Nachr.* 5251 und in der gleichzeitigen Abhandlung in diesen Ann.

2) Hiernach würde ein positiver Ausfall des Michelsonversuches bei genügend schnell relativ zur Erde bewegtem Apparat zu erwarten sein (siehe „Ä. u. Urä.“, S. 38ff.). Leider scheinen der Durchführung des Versuches, die einen weiteren wichtigen Schritt in der experimentellen Erforschung des Äthers bedeuten würde, große Schwierigkeiten entgegenzustehen.

aus beobachteten Fixstern wirksam werden, wenn sein Licht exzentrisch in den Äther des genügend schnell absolut bewegt gedachten Sonnensystems einfällt, wenn also etwa der Lichtstrahl in Richtung der Erdbahntangente verläuft.<sup>1)</sup> Ein anderer Fall möglichen Wirksamwerdens, der gedachten Ablenkung wäre die Beobachtung eines Fixsterns exzentrisch durch die Ätherhülle eines in der Gesichtslinie befindlichen anderen Fixsternsystems, das Eigenbewegung in der Gesichtslinie hat. Es könnte dann die Ätherhülle wie eine Schliere wirken, die je nach der Bewegungsrichtung optisch dünner oder dichter als die Umgebung sich verhielte, oder wie eine flache und verwaschen begrenzte konvexe beziehlich konkave Linse, von der aber jeweils nur ein kleines prismatisches Flächenelement zur Benutzung gelangt.

Auch eine geringe diffuse Zurückwerfung von Licht bei solchen die Lichtgeschwindigkeit verändernden Übergängen könnte stattfinden.

*Intensitätsabnahme als Folge von Gravitationswirkung der Lichtquelle.* — Eine besondere Frage besteht noch in bezug auf die Schwere der Lichtquanten. Daß solche besteht, und zwar nach Maßgabe der Masse der Lichtquanten  $m = E/c^2 = h\nu/c^2$  ist anzunehmen, nachdem die Schwere als Eigenschaft von Energiemassen überhaupt erkannt ist, und die bei Sonnenfinsternissen beobachtete Lichtablenkung am Sonnenrand kann als experimenteller Nachweis solcher Schwerkraftwirkung angesehen werden, wie oben bereits angegeben wurde. Diese Lichtstrahlablenkung ist eine Querwirkung der Schwere auf die Lichtquanten, da die Richtung der Schwerkraft senkrecht zum Lichtstrahl steht. Es ist aber noch die Frage offen, ob, beziehlich in welcher Weise, eine Längswirkung von Schwerkraft auf die Lichtquanten statthat. Eine solche Wirkung müßte sich bei Lichtquanten zeigen, die von einem genügend

1) Beobachtung von Sternen im Meridian zur Sonnenaufgangs- und Sonnenuntergangszeit könnte danach Unstimmigkeiten ergeben, wenn das Sonnensystem gleichzeitig in der Gesichtslinie bewegt ist. Wahrnehmungen dieser Art sind in der Tat kürzlich veröffentlicht worden (R. H. Tucker, Lick Obs. Bull. Nr. 330, Apr. 1921; C. D. Perrine, Astr. Nachr. 214, 22, Juli 1921). Ob sie die hier gedachte Deutung zulassen, wäre bei planmäßiger Fortsetzung der Beobachtungen von den oben auseinandergesetzten Gesichtspunkten aus zu entscheiden.

großen Gravitationszentrum, wie der Sonne, ausgesandt werden, und es seien hier nach bisheriger Kenntnis vorhandene Möglichkeiten näher betrachtet.

Die Aussendung erfolge mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  relativ zum leuchtenden Gravitationszentrum; die Masse des Letzteren sei  $M$ , der Radius  $R$ , die Gravitationskonstante  $k$ , die Masse des Lichtquants  $m$ , seine Frequenz  $\nu$ . Läuft das Lichtquant bis in sehr große Entfernung weg, so findet bei Bestehen von Schwere des Lichtquants Aufhäufung von potentieller Energie im System Sonne—Lichtquant statt im Betrage  $kMm/R$ . Diese Aufhäufung muß im Sinne des Energieprinzips irgendwo von einem Verbrauch von Energie begleitet sein, und man kann annehmen, daß es Energie des Lichtquants ist, die verbraucht wird. Dieser Verbrauch kann in verschiedener Weise gedacht werden. Wir betrachten drei verschiedene Fälle hiervon (a, b, c).

a) Gilt für die Energie  $E$  eines Lichtquants stets und überall Hrn. Plancks Beziehung  $E = h\nu$ , so könnte die verlangte Energieänderung  $\delta E = -kMm/R$  des Lichtquants in der Weise stattfinden, daß  $\delta E = h\delta\nu$ , also  $\delta\nu = -kMm/Rh$  wird, oder, da nach Hasenöhrls Beziehung  $E = h\nu = mc^2$ ,

$$(a) \quad \frac{\delta\nu}{\nu} = -\frac{kM}{Rc^2}.$$

Dies ist die von Hrn. Einstein angegebene „Rotverschiebung“, die somit auf Grund des soeben befolgten höchst einfachen Gedankenganges ganz ohne Relativitäts„theorie“ ableitbar ist.<sup>1)</sup> Gültig braucht aber die Ableitung und somit die „Rotverschiebung“ keineswegs zu sein; denn es ist sehr zweifelhaft, ob die gemachte Annahme, daß die Energie eines Lichtquants stets unveränderlich gleich  $h\nu$  bleibe, der Wirklichkeit entspricht. Vielmehr scheint mit zunehmender Deutlichkeit die Gleichung  $E = h\nu$  weder eine Eigenschaft der Energie noch auch eine Eigenschaft der Lichtquanten darzustellen, sondern eine Eigenschaft von in Lichtaussendung begriffenen Atomen. Wohl mag daher die Energie des frisch emittierten Lichtquants gleich  $h\nu$  sein; später aber, nachdem das Lichtquant Veränderungen erlitten hat, kann es jeden beliebigen, von seiner

1) Dieser Gedankengang ist auch bereits in „Ä. u. Urä.“, S. 64, angegeben worden.

Frequenz  $\nu$  ganz unabhängigen Energieinhalt annehmen<sup>1)</sup>, so daß man keineswegs berechtigt ist auf dem ganzen Wege des von der Sonne ablaufenden Lichtquants mit  $E = h\nu$  weiterzurechnen, wie es geschehen ist.<sup>2)</sup>

b) Man kann auch versuchen, die Lichtquanten als geworfene Massen von unveränderlicher Größe  $m$  anzunehmen, wie das schon Laplace getan hat (natürlich ohne unsere Vorstellung vom Lichtquant zu besitzen).<sup>3)</sup> Es wird dann die Lichtgeschwindigkeit  $c$  veränderlich; der Zuwachs von potentieller Energie  $kMm/R$  ist kompensiert durch Verlust von kinetischer Energie, so daß  $\delta(m c^2/2) = mc\delta c = -kMm/R$ , wonach

$$(b) \quad \frac{\delta c}{c} = -\frac{kM}{Rc^2}.$$

Die benutzte Annahme, daß das Lichtquant in seiner Längsrichtung nur als träge Masse sich verhalte und eine andere Geschwindigkeit annehme als die, welche ihm als Wellenzug zukommt, nämlich die Lichtgeschwindigkeit  $c$  relativ zum Äther in welchem es läuft, ist aber nach dem Ausfall des Michelsonversuchs mit Fixsternlicht sehr unwahrscheinlich geworden, und man dürfte daher dem folgenden Gedankengang sich zuwenden, der bis jetzt am besten mit aller vorhandenen Erfahrung übereinstimmt.

1) Vgl. hierzu eine der vorhergehenden Fußnoten, die Veränderungen der Lichtquanten auf ihren Wegen betreffend.

2) Es scheint dem Zutreffen obiger Zweifel zu entsprechen, daß eine einwandfrei gesicherte Feststellung von „Rotverschiebung“ noch nicht gelungen ist. Vgl. hierzu „Ä. u. Urä.“, Note S. 64, 65. Besteht keine Rotverschiebung durch Gravitationswirkung, so muß in jeder Ableitung einer solchen Rotverschiebung etwas falsch sein. Eine der Ableitungen — historisch die erste — ist die der Relativitäts„theorie“; unsere obige Ableitung hat den Vorteil der Durchsichtigkeit, wonach es leicht ist, gegebenenfalls einen falschen Teil gesondert zu sehen und ihn auszuscheiden. Wir bewirken die Ausscheidung des oben als falsch vermuteten Teils unter c) in einer mit aller bisherigen Kenntnis gut vereinbarten Weise. — Was die Relativitäts„theorie“ anlangt, so unterliegt sie — „spezielle“ wie „allgemeine“ — schon so vielseitigen Bedenken, daß dies jetzt kaum mehr hervorgehoben zu werden braucht; man vgl. außer dem in „Ä. u. Urä.“ S. 61ff. Zusammengestellten neuerdings besonders G. v. Gleich, Ann. d. Phys. 72, S. 221. 1923 und von ganz anderer Seite her Vogtherr, „Wohin führt die Relativitätstheorie?“ Leipzig 1923, ebenso unsere obige Feststellung der Absolut-Bedeutung der Aberration.

3) S. „Ä. u. Urä.“, Note S. 64.

c) Wir nehmen sowohl die Lichtgeschwindigkeit  $c$  im gleichbewegten Äther, als auch die Frequenz  $\nu$  als konstant an. Die Zunahme der potentiellen Energie im System Sonne-Lichtquant nehmen wir als ausgeglichen an durch einen Verlust von Eigenenergie des Lichtquants, wie in a), nur daß wir diese Eigenenergie nicht dauernd durch  $h\nu$ , sondern durch  $mc^2$  bemessen denken, was unzweifelhaft vollkommen berechtigt ist insofern, als kein Anlaß zu Zweifeln an der Gültigkeit der Hasenöhrlschen Beziehung gerade für den Fall der Lichtenergie besteht, von welcher die Beziehung ihrer Herleitung nach genommen ist.<sup>1)</sup> Ändert sich die Energie des Lichtquants  $E = mc^2$ , so kann dies nach unserer Annahme der Konstanz von  $c$  nur Folge einer Änderung der Masse  $m$  des Lichtquants sein, so daß  $\delta E = c^2 \delta m$ , und dies ist auch in voller Übereinstimmung mit unserer Vorstellung von der Natur der Masse  $m$ , indem dieselbe nur Masse der Energie ist, wonach in der Tat  $E$  und  $m$  einander proportional sein dürfen. Wir haben somit nach dem Energieprinzip die Gleichung  $c^2 \delta m = -kMm/R$ , und also  $\delta m/m = -kM/Rc^2$ , oder auch

$$(c) \quad \frac{\delta E}{E} = -\frac{kM}{Rc^2}.$$

Es nähme also die Masse sowie die Energie des Lichtquants, das ist seine Intensität, beim Weglaufen von der Sonne ab, ohne daß sonst eine Änderung geschieht. Das von der Sonne aufsteigende Lichtquant verhielte sich demnach etwa wie eine Rakete, insofern, als es im Aufstieg Masse hinter sich läßt, die als Masse der potentiellen Energie um die Sonne sich häuft; das Lichtquant zehrt sich dabei allmählich auf.

Doch ist die bisherige Rechnung nur genähert, da im Ausdruck der potentiellen Energie,  $kMm/R$ ,  $m$  als konstant angenommen war. Genau hat man die Differentialgleichung

$$c^2 dm = -\frac{kMm}{r^2} dr,$$

wo  $r$  ein beliebiger Abstand vom Sonnenmittelpunkt am Wege des Lichtquants ist. Das Integral ist

1) Siehe besonders auch die vereinfachte Herleitung in „Ä. u. Urä.“ S. 41 f., aus welcher auch hervorgeht, daß die Beziehung unabhängig von der Relativitäts„theorie“ ist.

$$(c_1) \quad \left\{ \begin{array}{l} m = m_0 e^{-\frac{kM}{c^2} \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{r} \right)} \\ \text{und also} \\ E = E_0 e^{-\frac{kM}{c^2} \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{r} \right)}, \end{array} \right.$$

wovon obige Gl. c) die Näherung durch Reihenentwickelung für den Fall  $r = \infty$  darstellt. Wird  $r = \infty$ , so bleibt auch nach der exakten Gl. (c<sub>1</sub>) immer noch ein endlicher Wert von  $E$ , sowie auch von  $m$  übrig; das fortlaufende Lichtquant zehrt sich also niemals vollständig auf. Für unsere Sonne ist  $kM/Rc^2 = 2 \cdot 10^{-6}$ , und von dieser sehr geringen Größe wäre also der äußerste Verlust an Lichtintensität, der infolge der Schwere der Lichtquanten zur verkehrten Entfernungsquadrat-abnahme noch hinzukäme. Es besteht für jetzt keine Aussicht, die Wirklichkeit in bezug auf dieses Ergebnis zu Rate zu ziehen; doch haben die bisherigen Beobachtungen in der Tat gar keine merkliche Änderung an den Lichtquanten der Sonne gezeigt<sup>1)</sup>, so daß die gegenwärtige Kenntnis dem Statt-haben des auch sonst einwandfreien Falles c) nicht widerspricht. Wir sind demnach auch hier bei Annahme der oben zusammen-gefaßten Eigenschaften der Lichtquanten auf keine Wider-sprüche gestoßen.

Heidelberg, Radiolog. Institut, 6. August 1923.

1) Vgl. über die vielgesuchte „Rotverschiebung“ die betreffende Note beim Falle a).

(Eingegangen 7. August 1923)

0. *Über das Verhalten des Lichtes außerirdischer  
Lichtquellen;*  
*von Rudolf Tomaschek.*

(Aus dem Radiologischen Institut der Universität Heidelberg.)<sup>1)</sup>

**Einleitung.**

Die Problemstellung vorliegender Arbeit ist, ausgehend von Gedankengängen, wie sie kürzlich in ausführlicher Weise von Hrn. Lenard<sup>2)</sup> entwickelt worden sind, die, ob es vielleicht möglich ist ein absolutes Bezugssystem, den Uräther, mit Hilfe des Michelsonschen Interferenzversuches (M. I.) und damit die absolute Bewegung der Erde nachzuweisen. Der negative Ausfall des Michelsonschen Versuches in der bisher immer ausgeführten Form, nämlich mit irdischem Licht, hat nach obiger Auffassung gezeigt, daß wir den Äther, in dem die Wellen des irdischen Lichtes laufen, als mit der Erde mitbewegt ansehen müssen. Dies braucht jedoch für außerirdisches Licht, wie Hr. Lenard<sup>3)</sup> gezeigt hat, durchaus nicht notwendig der Fall zu sein, sondern es wäre möglich, daß die im Uräther laufenden Quanten außerirdischer Lichtquellen auch noch auf der Erde mit dem Uräther verknüpft sind, was sich in einem wenigstens teilweise positiven Ausfall des M. I. mit außerirdischem Licht zeigen müßte. Ein negativer Ausfall müßte weitere Aufklärungen über das Verhalten von Lichtquanten beim Eintritt in Äther von anderer Zugehörigkeit geben können. Im folgenden soll über die Ausführung des Versuches mit außerirdischem Licht berichtet werden.

1) Ein Teil der Versuchsergebnisse wird auszugsweise in den Astron. Nachr. veröffentlicht (Nr. 5251).

2) A. N. Nr. 5107; „Über Äther und Uräther“. Jahrb. Radioakt. 1920; auch Hirzel, Leipzig. Letzteres im folgenden als „Ä. u. U.“ zitiert, die Seitenzahl nach der zweiten Auflage 1922.

3) Ä. u. U.“ S. 31.

## 1. Vorversuche.

Zunächst wurde versucht eine Anschauung über die günstigste Form der Anordnung zu bekommen, wobei von der ursprünglichen Morley-Millerschen Aufstellung ausgingen wurde. Der Strahlenweg, mit Reflexion an je acht Spiegeln, hatte eine Länge von etwa 12 m. Es zeigte sich jedoch, daß bei einer derartigen Anordnung, ganz abgesehen von verschiedenen anderen Schwierigkeiten, die Lichtstärke des verfügbaren Sternlichtes nicht ausreichen würde. Deshalb wurde eine andere einfachere Anordnung gewählt, welche sich bloß auf Differenzmessung gegenüber irdischem Lichte gründet; es wird also der negative Ausfall des M. I. mit irdischem Lichte vorausgesetzt und der Versuch zeigt nur den Unterschied im Verhalten des irdischen und außerirdischen Lichtes an. Da gewisse neuere Versuche Andeutungen eines positiven Effektes zu geben scheinen<sup>1)</sup>, würde ein negativer Ausfall unseres Versuches dahin zu deuten sein, daß auch die Lichtquanten der außerirdischen Lichtquellen an der durch die erwähnten Versuche wahrscheinlich gemachten Relativbewegung des in den Uräther übergehenden Erdäthers gegen die Erde teilnehmen. Die Anordnung besteht aus drei festen Pfeilern, dem Mittelpfeiler, welcher die teilenden Glasplatten trägt und den beiden Spiegelpfeilern. Die beiden Arme liegen genau Ost-West bzw. Süd-Nord. Die Drehung des Apparates wird dann durch die Rotation der Erde ersetzt, indem die Beobachtungen zu verschiedenen Tageszeiten anzustellen sind.

Nachdem Versuche mit künstlichen Sternen von der Helligkeit des Sirius bzw. Wegas und auch mit Sirius selbst bei kleinen Armlängen von etwa 50 cm gezeigt hatten, daß es wohl möglich, sein müsse bei günstigen Bedingungen auch auf größere Entfernung noch deutlich sichtbare Interferenzstreifen zu erhalten, wurde versucht, die Länge der Arme zu vergrößern. Hierbei zeigten sich zunächst große Schwierigkeiten Sowohl im Gebäude selbst als auch auf kleineren Pfeilern im Freien unternommene Versuche mit etwa 15 m Spiegelabstand ließen selbst bei Anwendung monochromatischen Lichtes keine Interferenzstreifen erkennen; es war im

1) Vgl. z. B. Phys. Rev. **19**, S. 407. 1922. Doch ist der volle Effekt, wie er z. B. bei der Bewegung der Erde um die Sonne auftreten müßte, jedenfalls nicht vorhanden.

günstigsten Fall ein kaum merkliches Flimmern des Gesichtsfeldes, herrührend von den rasch hin und her zitternden Streifen, zu sehen. Es war klar, daß nur die Aufstellung auf sehr massiven Pfeilern auf Felsboden, in möglichst großer Entfernung von jedem bewohnten Gebäude in Frage kam. Durch das freundliche Entgegenkommen von Hrn. G.-R. M. Wolf war es möglich, auf der sehr isoliert auf einer Bergkuppe gelegenen Sternwarte des Königstuhles die notwendigen Bedingungen zu verwirklichen.

## 2. Versuchsanordnung.

### A. Das Interferometer.

In dem Keller des Ostinstitutes der Sternwarte, dessen Wände etwa 1 m dick aus Sandstein gebildet sind und dessen Sohle etwa 1,5 m unter dem äußeren Erdboden liegt, befinden sich, direkt auf dem Felsen aufgemauert und vom Kellerboden isoliert, etwa 1 m unter diesen reichend, die drei Pfeiler  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$ , zwei aus Sandstein, einer aus harten Klinkersteinen aufgebaut. Die Entfernung der Pfeiler beträgt 8,6 m<sup>1)</sup>, ihre Höhe über der Kellersohle beträgt 80 cm, ihre quadratische Breite etwa 60 cm, ihre Verbindungs linie ist genau Ost-West bzw. Süd-Nord orientiert. Die Spiegel von 45 mm Durchmesser aus versilbertem Glas, auf den Pfeilern  $P_1$  und  $P_2$  aufgestellt, sind zunächst auf Messingplatten befestigt, welche durch je drei Mikrometerschrauben mit Federn gegen eine Eisenplatte, welche als Halter dient, gepreßt werden. Ihre Neigung kann mittels dieser drei Mikrometerschrauben in genügender Weise reguliert werden. Die eisernen Halter stehen auf schweren, etwa 40 cm langen eisernen Schlitten, von denen der eine  $S_1$  mittels einer guten Mikrometerschraube in der Ost-Westrichtung parallel zu sich selbst verschoben

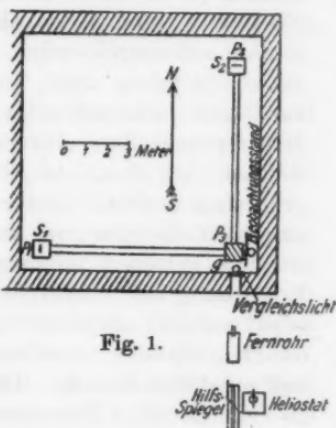


Fig. 1.

1) Diese Entfernung war durch die räumlichen Verhältnisse gegeben. Nach den vorliegenden Erfahrungen könnte man sie unter günstigen Umständen sicher auf das Mehrfache steigern.

werden kann. Obwohl eine Umdrehung der Schraube 1 mm entspricht, gelang es doch bei dem leichten Gang der Schraube nach entsprechender Übung, die Entfernung des Spiegels mit der erforderlichen Genauigkeit von einigen Lichtwellenlängen sehr zufriedenstellend zu regulieren. Der Spiegel  $S_2$  hat eine Vorrichtung, bestehend aus zwei Elektromagneten, je einer vor und einer hinter dem eisernen Halter, welche es ermöglicht, den eisernen Halter in der Richtung nach Süd oder Nord in ganz geringem Betrage zu verbiegen, so daß es möglich war, vom Beobachtungsplatze aus die Entfernung der Spiegel auf elektrischem Wege mittels eines Widerstandes zu regulieren, ohne durch mechanische Bewegungen Erschütterungen oder Luftbewegungen hervorrufen zu müssen.

Auf dem Pfeiler  $P_3$  stehen die beiden Glasplatten, die Teilungsplatte und die Kompensationsplatte auf drehbaren Tischchen, von denen das eine mittels einer Mikrometer-schraube bewegt werden kann. Sie haben eine Größe von  $10 \times 5 \times 1,5$  cm und waren bei den Versuchen beide unversilbert. Die scheinbar auf der Spiegeloberfläche liegenden Interferenzstreifen wurden durch ein Fernrohr betrachtet, welches bei 6 cm Objektivdurchmesser eine 40fache Vergrößerung besitzt. In das Okular wurde ein Fadenmikrometer eingebaut, welches zwei parallele, gleichzeitig durch Schrauben an einer geteilten Trommel verschiebbliche Fäden besitzt. Die Entfernung der beiden Fäden entsprach bei der Beobachtung etwas weniger als einer halben Streifenbreite, so daß man die dunklen Streifen zwischen den Fäden sehr genau einfassen und einstellen konnte. Die Trommel des Mikrometers war in 60 Teile geteilt. Eine ganze Umdrehung derselben entsprach etwa einer Verschiebung der Fäden um eine Streifenbreite. In das Fernrohr wurde ferner noch eine Abbesche Beleuchtungsvorrichtung eingebaut, um bei den sehr lichtschwachen Sterninterferenzen die Fäden zur leichteren Auffindung etwas beleuchten zu können. Das Sternlicht konnte in den Beobachtungsraum durch ein Fenster  $F$  eintreten, welches durch eine sehr gute planparallele Platte gebildet wird und durch einen Schieber, welcher vom Beobachtungsplatz aus betätigt werden konnte, verschließbar ist. Zwischen Fenster und Pfeiler befindet sich die Vergleichslichtquelle. Sie besteht aus einer um  $45^\circ$  gegen die Vertikale geneigten durchsichtigen Glasplatte, durch welche das von außen kommende Versuchslicht

unbehindert hindurchgehen kann, während von ihrer Vorderseite das Licht eines Glühlämpchens, welches durch eine Blende und Linse möglichst parallel gemacht wird, in den Apparat reflektiert werden kann, so daß eine abwechselnde Beobachtung mit Versuchs- und Vergleichslicht möglich ist. Das Licht des Vergleichslämpchens wurde stets durch Filter und Einschalten von Widerstand in Farbe und Stärke dem zu untersuchenden Lichte gleich gemacht.

Die Justierung des Apparates erfolgte nach ungefährer Gleichmachung der beiden Strahlenwege mittels eines Bandmaßes, zunächst mit Hilfe der Lichtreflexe einer hellen Glühlampe, dann mittels eines in den Strahlengang der Vergleichslichtquelle eingeschalteten Fadenkreuzes. Das Aufsuchen der Interferenzstreifen geschah unter Anwendung einer Neon-Glimmlampe, während die zentralen farbigen Interferenzstreifen mit Hilfe einer natriumhaltigen, mit etwas leuchtender Flamme brennenden Spirituslampe eingestellt wurden.

Nachdem so die Strahlenwege gleich gemacht waren, wurde den Streifen durch Drehen an den Mikrometerschrauben der Spiegel die richtige Breite und eine vertikale Lage gegeben, so daß sie möglichst gerade von oben nach unten liefen. Die Breite der Streifen war begrenzt durch die Genauigkeit der Spiegel und Glasplatten, indem bei zu großer Streifenbreite ihre Form nicht mehr annähernd geradlinig war. Es erwies sich am Vorteilhaftesten eine Streifenbreite von etwa 4 mm (am Spiegel gemessen) einzustellen, so daß zu beiden Seiten des zentralen Streifens etwa 4—5 Streifen zu sehen waren. Zunächst zeigten die Streifen jedoch eine lebhafte Unruhe, welche durch Luftströmungen verursacht war. Aber auch nach sorgfältigster Dichtung aller Öffnungen, wie Fenster, Türen, Rohre der elektrischen Leitungen, war die Störung, wenn auch schon stark vermindert, so doch noch merklich vorhanden. Es wurde daher der ganze Strahlengang in eiserne Rohre, wozu sich Ofenrohre als geeignet erwiesen, eingeschlossen. Obwohl die Rohre an den Enden unverschlossen waren, wirkten sie doch so gut, daß das Schwanken der Streifen die Messungen nicht mehr wesentlich beeinflussen konnte, wie die weiter unten angegebenen Genauigkeitsgrenzen der Ergebnisse zeigen. Hierbei war es notwendig, nach Betreten des Raumes und Einnehmen des Beobachtungsplatzes, der durch einen Vorhang gegen die Apparatur zu abgeschlossen war, um die vom Beob-

achter aufsteigende Luftströmung unschädlich zu machen, etwa 10—15 Minuten zu warten.

Neben diesen durch die unregelmäßigen Luftströmungen hervorgerufenen Schwankungen war auch ein konstantes Wandern der Streifen zu bemerken, welches wohl auf einer inneren Bewegung des Erdbodens beruhte, hervorgerufen vielleicht durch Temperaturausgleich in den oberen Erdschichten außerhalb, vielleicht auch durch einen allmählichen Ausgleich der Spannungen infolge der Belastung durch den Beobachter. Es werden wohl beide Faktoren wirksam gewesen sein, da einigemal, namentlich vormittags, wenn außen die Sonnenwärme zu wirken begann, der Gang der Streifen nach der entgegengesetzten Richtung als gewöhnlich zu bemerken war. Die Wanderung war von der Größenordnung von etwa  $\frac{1}{20}$  Streifenbreite in der Minute und ist in Fig. 2, welche als

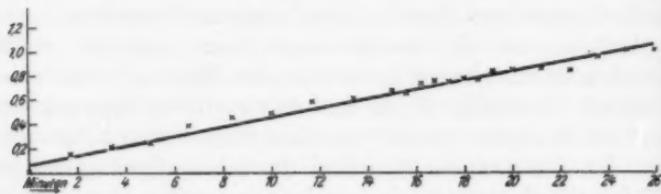


Fig. 2.

Abszisse die Zeit in Minuten, als Ordinate die Verschiebung des Mittelpunktes des Streifensystems in Streifenbreiten zeigt, zu erkennen. Über die Ausschaltung dieses Einflusses vgl. S. 118.

Gegen Erschütterungen war die Apparatur sehr empfindlich und obwohl die Pfeiler sämtlich auf Felsgrund, etwa  $2\frac{1}{2}$  m unter der äußeren Erdoberfläche aufruhten, waren doch Schritte von Personen bis zu etwa 50 m Entfernung vom Gebäude am Zucken der Interferenzstreifen sichtbar, so daß während der Versuche in der Umgebung vollkommene Ruhe herrschen mußte. Außerdem waren stärkere vorausgegangene Sonnenbestrahlung der Umgebung des Gebäudes, stärkerer Wind und dergleichen stets an größerer Unruhe der Streifen bemerkbar.

Im allgemeinen hielt sich die Einstellung der Streifen sehr gut, oft bei gleichmäßiger Witterung über mehrere Tage.

Eine vollkommene Neueinstellung der Streifen mit Hilfe von Na-Licht war nur nach größeren, durch das Wetter bedingten Pausen einmal notwendig.

B. Die Hilfsmittel zum Auffangen des Versuchslichtes.

Nach verschiedenen Vorversuchen erwies es sich als notwendig, zum Auffangen des Sonnen- bzw. Sternenlichtes Heliostaten zu verwenden.

a) Zum Auffangen des Sonnen- und Mondlichtes diente ein kleiner Silbermannscher Uhrwerkheiliostat<sup>1)</sup>, der es gestattete, in jeder beliebigen Stellung der Sonne durch nur eine Reflexion am beweglichen Spiegel das Licht in den Beobachtungsraum zu werfen. Als Spiegel diente im Falle der Sonne eine rückwärts beruhte, sehr gut ebene Glasplatte, die auf dem Heliostaten montiert wurde. Zum Auffangen des Mondlichtes wurde derselbe Heliostat, jedoch mit einem Silberspiegel verwendet. Zur Untersuchung von Fixsternlicht erwies er sich als nicht geeignet, da er nicht genügend fein regulierbar war, um diese schwierigen Einstellungen ausführen zu können. Jedoch gelang es hiermit Sirius zu beobachten, was von Interesse war, da gegenüber der zweiten, weiter unten beschriebenen Anordnung dieser Heliostat theoretisch vielleicht einfacher zu deutende Versuchsbedingungen lieferte.<sup>2)</sup>

b) Zur Beobachtung des Fixsternlichtes mußte eine genauere wirkende Anordnung aufgestellt werden, was durch das Entgegenkommen der Firma C. P. Goerz, welche uns einen großen Heliostaten, einen Hilfsspiegel und ein größeres Beobachtungsfernrohr zur Verfügung stellte, ermöglicht wurde. Nach Ausprobieren verschiedener Aufstellungen am Dache des Gebäudes erwies es sich als notwendig, die Apparate möglichst unmittelbar vor dem Beobachtungskeller aufzustellen, zu welchem Zwecke eine Grube von etwa  $6 \times 2$  m ausgehoben wurde, deren Sohle ungefähr mit dem Kellerboden gleiche Höhe hatte. In dieser wurde die Anordnung aufgestellt. Der durch ein Gewichtsuhrwerk betriebene Heliostat<sup>3)</sup> wurde auf

1) Z. B. Ambronn, Handb. d. astron. Instrumentenkunde II, 648.

2) Vgl. S. 116.

3) Es ist dies derselbe Heliostat der Firma Goerz, welcher auch bei der deutschen Sonnenfinsternisexpedition 1914 in Norwegen verwendet wurde; siehe A. Miethe: „Die totale Sonnenfinsternis vom 21. August 1914“, Vieweg 1916.

einer großen Steinplatte aufgestellt und mit Hilfe verschiedener Sterne genau justiert. Da dieser Heliostat nur um eine Achse, welche der Erdachse parallel ist, drehbar ist, muß, um das Licht verschiedener Sterne in die konstante Beobachtungsrichtung werfen zu können, ein zweiter Spiegel, zu Hilfe genommen werden. Dieser ist um eine genau vertikale Achse drehbar und auf Schienen, die genau Nord-Süd in der Verlängerung des Nord-Südarmes des Interferometers liegen und durch Stellschrauben genau horizontal gestellt werden können, verschiebbar. Zur genauen Einstellung ist noch eine Feinbewegung des Hilfsspiegels um die vertikale Achse mittels Mikrometer-schraube notwendig. Die beiden Spiegel haben einen Durchmesser von je 35 cm. Die Länge der Schienen betrug etwa 2 m, so daß das Licht aller Sterne von Sirius bis Wega von dem etwa 60 cm weiter östlich stehenden Heliostaten in den Beobachtungsraum horizontal gespiegelt werden konnte.

Das zunächst auf den Heliostaten und von dort auf den Hilfsspiegel fallende, nach Norden laufende Licht geht weiterhin durch ein Fernrohr von 17 cm Objektiv- und 3,5 cm Okulardurchmesser. Das parallel eintretende Licht verläßt das Fernrohr wieder parallel. Der durch dieses Fernrohr erzielte Lichtgewinn war zwar durch die Absorptions- und Reflexionsverluste im Fernrohr gemindert, doch immerhin von merklichem Vorteil. Mit Hilfe von Fadenkreuzen wurden nun alle Teile so justiert, daß die Mitte der Spiegel, sowie die optische Achse des Fernrohres sämtlich in die Verlängerungslinie der optischen Achse des Nord-Südarmes des Interferometers fielen. Der Lichtweg zwischen Heliostat und Beobachtungsfernrohr betrug etwa 25 m. Vor dem Objektiv des Verstärkungsfernrohres wurde ein kleines, etwa  $2 \times 2$  cm großes Spiegelchen einstellbar angebracht, welches das Sternlicht in ein neben dem Heliostaten aufgestelltes Leitfernrohr reflektierte, so daß ein Hilfsbeobachter mittels der Feinbewegung des Heliostaten stets das Sternlicht in der optischen Achse der Anordnung halten konnte. Eine telephonische Verbindung von dem Beobachtungsstand im Keller zum Heliostaten ermöglichte den Ausgleich kleinerer Schwankungen.

### 3. Gang der Versuche und Art der Messung.

Nachdem die zentralen Interferenzstreifen der Vergleichslichtquelle durch Verschiebung des beweglichen Interferenz-

spiegels in die Mitte des Gesichtsfeldes gebracht und Lage und Breite der Streifen richtig eingestellt sind, wird mit Hilfe des Heliostaten das zu beobachtende Licht in den Beobachtungsraum geworfen und der Strahlengang am Heliostaten und Hilfs-Spiegel so lange reguliert bis das Versuchslight zentral auffällt. Nachdem die Einstellung bewirkt und auch Helligkeit von Vergleichslicht und Meßlicht einander möglichst gleich gemacht sind, kann mit der Messung begonnen werden, da sich inzwischen auch die durch das Betreten des Raumes gebildeten Luftströmungen gelegt haben.

Zunächst wurde das Außenlicht durch den Schieber abgesperrt und die Lage des ersten linken dunklen zentralen Interferenzstreifens durch Einstellen der Mikrometerschraube und Ablesung an der Trommel gemessen, dann die Lage des ersten rechten zentralen dunklen Interferenzstreifens. Hierauf wurde der Schieber geöffnet, das Vergleichslicht abgeschaltet und nun wieder die Lage des ersten linken und dann des ersten rechten zentralen Interferenzstreifens in dem durch das zu untersuchende Licht erhellten Gesichtsfelde gemessen. Dann wurde das Versuchslight wieder durch den Schieber abgesperrt, das Vergleichslicht eingeschaltet und wieder der erste linke und erste rechte Interferenzstreifen gemessen.

Mit Hilfe dieser Anordnung der Reihenfolge der Messungen ist eine Unschädlichmachung des konstanten Wanderns der Streifen möglich, so daß ein davon herrührender systematischer Fehler, der sich in dem Vorhandensein einer scheinbaren Verschiebung äußern würde, vermieden wird.

Voraussetzung dabei ist, daß eine lineare Interpolation gestattet ist, was, wie Kurve 2 (S. 110) zeigt, in weitgehendem Maße der Fall ist, und ferner, daß die Zwischenzeit, welche zum Einlassen des Versuchslichtes und Ausschalten des Vergleichslichtes notwendig ist, gleich ist der Zeit, welche zum Abschneiden des Versuchslichtes und zum Einschalten des Vergleichslichtes gebraucht wird. Diese Bedingung war in genügender Weise erfüllt.

Ein Fehler in dieser Hinsicht könnte folgende Größe haben: Die Dauer der zu einer Messungsreihe notwendigen Zeit beträgt ungünstigenfalls eine Minute. Zu einer Messung selbst sind also etwa 8 Sekunden erforderlich. Dies gibt bei einer durchschnittlichen Wanderung von 0,05 Streifen-

breiten in der Minute<sup>1)</sup>) eine inzwischen erfolgte Verschiebung von 0,006 Streifenbreiten für jede Messung. Würde man annehmen, daß die beiden Zwischenzeiten einen systematischen Fehler in einer Ungleichheit von 4 Sek. besitzen, was bereits unwahrscheinlich ist, so ergäbe sich daraus eine scheinbare Streifenverschiebung von etwa 0,008 Streifenbreite, welche ganz innerhalb der durch die anderen Störungen bedingten Fehlergrenzen liegt.

Die Luftströmungen können keinen systematischen Fehler hervorrufen, da sie ganz unregelmäßig verteilt sind. Eine weitere systematische Fehlerquelle könnte aber beim Vertauschen von Vergleichs- und Versuchslicht eintreten, wenn beide in Farbe oder Helligkeit nicht ganz gleich sind, namentlich da es merklich war, daß die Streifen in ihrer Ausbildung rechts und links von der Mitte nicht streng gleich waren. Um dies zu untersuchen, wurden den Hauptmessungen ganz analoge Messungen mit verschieden gefiltertem und geschwächtem Licht einer Hilfsglühlampe gemacht. Wie zu erwarten, zeigte sich jedoch kein Einfluß, da ja stets nur die beiden zentralen dunklen, also von der angewendeten Farbe ziemlich unabhängigen Interferenzstreifen gemessen wurden. So zeigten z. B. zwei Messungsreihen mit stark rotem Versuchs- und stark grünlichen Vergleichslicht die Verschiebungen

$$V = -0,009 \pm 0,019 \text{ Streifenbreiten}$$

$$V = -0,000 \pm 0,010$$

"

Da es sich nicht als leicht durchführbar erwies, ein eindeutiges Maß für die Störungsfreiheit einer Messungsreihe aufzustellen, wurden alle Ablesungen bei der Verwertung mit gleichem Gewichte versehen.

Tab. 1 gibt ein Beispiel für eine Messungsreihe, wie sie in dieser Art durchgeführt worden sind. Es ist stets eine Verschiebung, welche durch eine Verlängerung des Lichtweges im Ost-Westarm entstehen würde, als positiv gerechnet.

Die Genauigkeit der Einstellung der Fäden des Mikrometers auf die Streifen betrug etwa  $1/2$ —1 Trommelskalenteile = etwa 0,02 Streifenbreite. Eine Verschiebung von etwa der doppelten Größe war sofort erkennbar. Dies wurde namentlich

1) Vgl. S. 110.

Tabelle 1.

Alles in Skalenteilen. Streifenbreite = 40,2 Skalenteile.

Zeit	Nr.	$L_1$	$R_1$	$L_v$	$R_v$	$L_2$	$R_2$	$M_1$	$M_2$	$M_{12}$	$M_v$	$+ \frac{1}{4} -$
8 <sup>h</sup> 40	428	1	41	1	43	3	44	21,0	23,5	22,2	22,0	0,2
	429	21	61	17	59	20	62	41,0	41,0	41,0	38,0	3,0
	430	34	75	35	74	32	73	54,5	52,5	53,5	54,5	— 1,0
8 <sup>h</sup> 45	431	37	78	36	81	40	81	57,5	60,5	59,0	58,5	0,5
	432	42	85	45	86	46	88	63,5	67,0	65,2	65,5	— 0,3
	433	—4	38	—2	41	+2	42	17,0	22,0	19,5	19,5	0,0
8 <sup>h</sup> 53	434	—2	40	0	41	+2	41	19,0	21,5	20,2	20,5	— 0,3
	435	4	43	2	41	—2	40	23,5	19,0	22,2	21,5	— 0,3
	436	5	45	7	47	6	46	25,0	26,0	25,5	27,0	— 1,5
8 <sup>h</sup> 53	437	7	50	10	51	10	48	28,5	29,0	28,7	30,5	— 1,8
	438	10	52	13	51	13	51	31,0	32,0	31,5	32,0	— 0,5
	439	14	53	14	54	13	53	33,5	33,0	33,2	34,0	— 0,8
9 <sup>h</sup> 05	440	15	53	16	53	18	59	34,0	36,5	35,2	34,5	0,7
	441	19	62	21	63	24	67	40,5	45,5	42,5	42,0	0,5
	442	32	78	35	71	31	69	55,0	50,0	52,5	53,0	— 0,5
9 <sup>h</sup> 05	443	0	38	1	40	5	43	19,0	24,0	21,5	20,5	1,0
	444	6	44	4	46	8	50	25,0	29,0	27,0	25,0	— 2,0
	445	12	60	20	63	25	63	39,5	44,0	41,5	41,5	0,0
9 <sup>h</sup> 15	446	25	63	25	65	25	64	44,0	44,5	44,2	45,0	— 0,8
	447	32	72	30	70	29	69	52,0	49,0	50,5	50,0	0,5
	448	33	74	33	71	33	73	53,5	53,0	53,2	52,0	1,2
9 <sup>h</sup> 15	449	41	81	41	81	41	82	61,0	61,5	61,3	61,0	0,3
	450	46	84	46	83	48	89	65,0	68,5	66,7	64,5	2,2
9 <sup>h</sup> 20	451	41	79	42	83	47	87	60,0	67,0	63,5	62,5	1,0
	452	52	90	51	90	52	91	71,0	71,5	71,2	70,5	0,7

bei Fixsternbeobachtungen oft benutzt, indem die Interferenzstreifen des Fixsternlichtes durch die Fäden fixiert und dann rasch das Vergleichslicht eingeschaltet und das Fixsternlicht abgeschnitten wurde. Diese Methode war zur unmittelbaren Beobachtung eines Effektes sehr vorteilhaft, da der Vergleich nur etwa 1—2 Sekunden benötigte, man also sehr weitgehend von Luftströmungen usw. unabhängig war und die Einstellungen sehr genau erfolgen konnten, da die mit jeder Trommelablesung notwendigerweise verbundene Blendung wegfiel. Eine Verschiebung von etwa 0,04 Streifenbreiten wäre auf diese Weise mit Sicherheit zu entdecken gewesen.

#### 4. Ergebnisse.

Als außerirdische Lichtquellen kamen in Frage: zunächst Sonnenlicht bzw. Mondlicht, dann Planetenlicht, wobei Jupiter zur Zeit der Untersuchung günstig stand und schließlich Fixsternlicht. Von letzteren kam zunächst hauptsächlich Sirius

in Frage, jedoch verzögerten sich die Messungen infolge des außergewöhnlich ungünstigen Wetters, so daß nur wenige unmittelbare Vergleiche mit Sirius möglich waren. Es wurden daher bei den endgültigen Versuchen Arktur und Wega benutzt, nachdem sich gezeigt hatte, daß ihre Helligkeit zur Messung der Interferenzstreifen ausreichte.

### a) Sonnenlicht.

*Sonne.* — Um die Verhältnisse möglichst übersichtlich zu gestalten, wurde das Sonnenlicht stets mit dem kleinen auf S. 111 beschriebenen Heliostaten mit nur einer Reflexion in den Beobachtungsraum reflektiert. Das von der Vorderseite der rückwärts geschwärzten Glasplatte reflektierte Licht tritt durch das etwa 5 mm dicke Fenster in den Beobachtungsraum; hinter dem Fenster war zur Schwächung des Sonnenlichtes ein Filter angebracht. Dieses bestand, um einerseits die Farbe des Lichtes nicht zu ändern und auch um möglichst eindeutige Verhältnisse zu haben, aus einer auf einer etwa 2 mm dicken Glasplatte aufgetragenen und eingetrockneten Aufschwemmung von feinen Rußteilchen, welche zwischen sich kleine Lücken ließen, so daß das Filter im Sinne eines Schleiers wirkte. Es ist dabei in diesem Falle die von Vogtherr<sup>1)</sup> vorgeschlagene Anordnung eines möglichst in der Meridianebene laufenden Lichtstrahles erfüllt.

Die Messungsreihen wurden hier und im folgenden stets so verwertet, daß aus etwa je 20 Reihen zu je 6 Beobachtungen das Mittel gebildet und der Mitte der zu dieser Beobachtungsreihe gehörigen Zeit zugeordnet wurde. Eine solche Beobachtungsreihe erstreckte sich meist auf etwa 35—45 Minuten.

Die Ergebnisse sind folgende:

Tag	Zeit	Verschiebung Streifenbreiten
1923. April 25.	9 <sup>h</sup> 25 a	— 0,000 ± 0,007
	10 <sup>h</sup> 35 a	+ 0,023 ± 0,006
	11 <sup>h</sup> 15 a	— 0,010 ± 0,007
Mai 5.	11 <sup>h</sup> 35 a	— 0,009 ± 0,010
April 24.	12 <sup>h</sup> 00	— 0,007 ± 0,007
	12 <sup>h</sup> 10 p	+ 0,012 ± 0,006
Juli 4.	1 <sup>h</sup> 05 p	+ 0,006 ± 0,009
	2 <sup>h</sup> 05 p	+ 0,006 ± 0,006
April 4.	3 <sup>h</sup> 05 p	+ 0,014 ± 0,010
	4 <sup>h</sup> 00 p	— 0,000 ± 0,010
	4 <sup>h</sup> 10 p	— 0,000 ± 0,003
„ 12.	4 <sup>h</sup> 35 p	— 0,003 ± 0,010

1) A. N. 5203.

*Mond.* — Es wurde derselbe kleine Heliostat, aber mit Silberspiegel und ohne Filter verwendet.

Tag	Zeit	Verschiebung Streifenbreiten
1923. März 26.	8 <sup>h</sup> 00 p	+ 0,001 ± 0,019*
April 26.	8 <sup>h</sup> 35 p	+ 0,007 ± 0,006
März 26.	9 <sup>h</sup> 00 p	+ 0,054 ± 0,014*
April 26.	9 <sup>h</sup> 40 p	+ 0,018 ± 0,011
„ 24.	10 <sup>h</sup> 05 p	+ 0,011 ± 0,011
März 26.	11 <sup>h</sup> 00 p	+ 0,021 ± 0,013*
April 24.	11 <sup>h</sup> 40 p	- 0,007 ± 0,013
März 26.	12 <sup>h</sup> 00	- 0,002 ± 0,014*
April 4.	3 <sup>h</sup> 00 a	+ 0,006 ± 0,009
„ 4.	3 <sup>h</sup> 45 a	- 0,002 ± 0,009
„ 4.	5 <sup>h</sup> 00 a	+ 0,015 ± 0,008

Bei den mit \* versehenen Versuchen war die Luftunruhe noch nicht ganz befriedigend ausgeschaltet.

*Jupiter.* — Es wurde der große Heliostat in der S. 112 beschriebenen Anordnung mit Hilfsspiegel und Fernrohr verwendet. Zahlreiche unmittelbare Vergleiche in mehreren Nächten des April zu verschiedenen Nachtzeiten ergaben sämtlich ein negatives Resultat. Außerdem wurden ausführliche Messungen vorgenommen.

Tag	Zeit	Verschiebung Streifenbreiten
1923. Juli 6.	9 <sup>h</sup> 25 p	- 0,008 ± 0,009
„ 6.	9 <sup>h</sup> 50 p	- 0,011 ± 0,011
„ 6.	10 <sup>h</sup> 25 p	- 0,005 ± 0,009
Mai 2.	12 <sup>h</sup> 25 a	+ 0,012 ± 0,015

### b) Fixsternlicht.

*Sirius.* — Mit Sirius wurden, da er zur Zeit des günstigen Wetters nicht mehr im Gesichtsfeld des großen Heliostaten lag, nur Übereinstimmungsversuche vorgenommen und zwar mit einmaliger Reflexion am Spiegel des kleinen Heliostaten. Beobachtungen am 21. März um 9<sup>h</sup> 30 zeigten keine wahrnehmbare Verschiebung, ebensowenig etwa 50 Vergleichsbeobachtungen am 4. April von etwa 8<sup>h</sup> 30 bis 9<sup>h</sup>. Es war also keine Verschiebung, die größer als 0,04 Streifenbreiten ist, vorhanden.

*Arktur.* — Verwendet wurde der große Heliostat mit Hilfsspiegel und Fernrohr. Es wurden in den Monaten April und Mai zu den verschiedenen Nachtstunden unmittelbare Vergleichungen vorgenommen, ohne daß jemals eine merkliche Verschiebung feststellbar gewesen wäre. Die ausführlichen Messungen ergaben:

Tag	Zeit	Verschiebung Streifenbreiten
1923. Juli 5.	12 <sup>h</sup> 15 a	+ 0,004 ± 0,005
Mai 15.	12 <sup>h</sup> 25 a	- 0,025 ± 0,012
„ 15.	2 <sup>h</sup> 20 a	- 0,007 ± 0,009

*Wega.* — Die Messungen ergaben:

Tag	Zeit	Verschiebung Streifenbreiten
1923. Juli 5.	1 <sup>h</sup> 30 a	+ 0,001 ± 0,005
„ 5.	1 <sup>h</sup> 55 a	- 0,003 ± 0,005
„ 5.	2 <sup>h</sup> 30 a	- 0,004 ± 0,005

### 5. Deutung der Ergebnisse.

Kommt das außerirdische Licht aus dem Uräther und behält es seine Lichtgeschwindigkeit relativ zu ihm, so ist die Größe des zu erwartenden Effektes in unserer Anschauung gegeben durch die Relativgeschwindigkeit des Apparates zum Uräther, so daß die ursprünglichen Michelsonschen Überlegungen anwendbar sind. Fällt die Richtung der Geschwindigkeit mit der Richtung des einen Armes gerade zusammen, so ist die gegenüber irdischem Licht zu erwartende Verschiebung  $N = L/\lambda \cdot v^2/c^2$ ; wobei  $L$  die Armlänge,  $\lambda$  die mittlere Wellenlänge,  $v$  die Relativgeschwindigkeit zum Uräther und  $c$  Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Infolge der Erddrehung wird sich der Wert im Laufe eines Tages ändern (vgl. unten).

Es sind vier Bewegungen bekannt, welche einen Effekt hervorrufen könnten. Zunächst die Drehung der Erde um ihre Achse. Dies müßte eine dauernde konstante positive Verschiebung gegenüber irdischem Licht hervorrufen, die aber viel zu klein ist, um mit unserer Anordnung nachgewiesen werden zu können.

Einen wesentlichen Einfluß müßte aber die Bewegung der Erde um die Sonne haben. Der maximal zu erwartende Effekt, jeweils um Mittag bzw. Mitternacht auftretend, müßte + 0,15 Streifenbreiten betragen. Die Änderung mit der Tageszeit ist, wie die Rechnung ergibt, gegeben durch

$$N_1 = L/\lambda \cdot v^2/c^2 \cdot [1 - \sin^2 t (1 + \sin^2 \varphi)],$$

wobei  $t$  den Stundenwinkel (für 12 Uhr = 0) und  $\varphi$  die geographische Breite (= 49° 24') bedeuten. Der Effekt würde demnach für unsere Anordnung gleich Null sein um 3<sup>h</sup> 40 bzw. 8<sup>h</sup> 20 nach Mittag bzw. Mitternacht. Das Maximum der

negativen Abweichung um 6 Uhr abends und früh beträgt nur 0,58 der positiven Verschiebung um 12 Uhr.

Als dritte Bewegung kommt die Bewegung des ganzen Sonnensystems relativ zu dem uns umgebenden Fixsternsystem in Betracht. Setzen wir die Werte  $R A = 270^\circ$ ,  $D = +30^\circ$  für den Apex der Sonnenbewegung ein und setzen  $v_0 = 20 \text{ km/sec}$ , so ist die maximale Verschiebung, welche sich aus dieser Bewegung allein ergeben würde, in positiver Richtung um 5 bzw. 19 Stunden nach Kulmination des Apex zu erwarten im Betrage von  $+0,044$  Streifenbreiten, die maximale negative Verschiebung um 12 Stunden nach der Kulmination des Apex mit  $-0,062$  Streifenbreiten. Zur Zeit der Kulmination des Apex ist nur eine Verschiebung von  $-0,007$  Streifenbreiten zu erwarten. Die Durchrechnung ergibt für die zu erwartende Änderung der Verschiebung innerhalb eines Sterntages

$$N_2 = L/\lambda \cdot v_0^2/c^2 \cdot [1 - \sin^2 t' (1 + \sin^2 \varphi) \cos^2 \delta + \sin t' \cdot \frac{1}{2} \sin 2\varphi \cdot \sin 2\delta - (\cos^2 \varphi + 1) \sin^2 \delta],$$

wobei  $\delta$  die Deklination des Apex bezeichnet und  $t'$  für die Kulmination des Apex  $= \pi/2$  zu setzen ist.

Verbindet man den Einfluß der Bewegung der Erde um die Sonne und deren Bewegung im Fixsternsystem, so ergibt sich die resultierende Streifenverschiebung durch Superposition der beiden Ausdrücke, wobei zu beachten ist, daß in  $N_2$  für  $t'$  der Wert  $t + \lambda$  einzusetzen ist, wobei  $\lambda$  den Winkel der Jahresbewegung der Erde angibt ( $= 0$  für 21. März). Die resultierende Kurve zeigt, daß die Abweichungen um 12 Uhr für unsere Anordnung zwischen  $+0,19$  und  $+0,08$  Streifenbreiten schwanken und die günstigste Beobachtungszeit etwa März ist.

Als vierte Bewegung käme die Bewegung des Milchstraßensystems gegenüber anderen derartigen Systemen in Betracht, doch ist hierüber nichts Sichereres bekannt. Legt man die bis jetzt gemachten Schätzungen zugrunde<sup>1)</sup>, so wären sogar Streifenverschiebungen in der Größenordnung von 10 Streifenbreiten zu erwarten.

Zusammenfassend ist also, wenn man von der letzteren Bewegung, deren Betrag zu unsicher ist, absieht, deren Berücksichtigung unsere Schlüsse aber noch verstärken würde, eine

1) Vgl. z. B. Wirtz, A. N. 4861; Courvoisier, A. N. 213, S. 281. 1921; 214. S. 33. 1921.

Verschiebung von 0,1—0,2 Streifenbreiten zu erwarten. Die Versuche zeigen, daß eine Verschiebung dieser Größenordnung nicht eingetreten ist, sondern die Abweichungen bestenfalls etwa  $1/8$  der zu erwartenden betragen, welcher Betrag bereits innerhalb der Fehlergrenze der Beobachtung liegt. Legen wir die erwähnten großen, von Hrn. Courvoisier<sup>1)</sup> angenommenen Geschwindigkeiten des Milchstraßensystems zugrunde, so betragen die beobachteten Verschiebungen nur etwa  $1/1000$  der möglichen.

Die Versuche führen also, wenn wir die Vorstellungen, von denen wir ausgegangen sind, zugrunde legen, zur Auffassung, daß bei unserer Anordnung die Lichtquanten des Lichtes außerirdischer Lichtquellen nicht mehr im Uräther des Weltraumes laufen<sup>2)</sup>, sondern Lichtgeschwindigkeit relativ zum Äther der Erde, welchen wir als relativ zur Erdoberfläche ruhend betrachten müssen, angenommen haben. Wir gelangen so zu der Erkenntnis der Eigenschaft der Lichtquanten, *eine in der Richtung des Fortschreitens gelegene Geschwindigkeitskomponente beim Eintritt in Äther von anderem Bewegungszustand zu ändern* und Lichtgeschwindigkeit relativ zu diesem anzunehmen, während die Aberration zeigt, daß die seitliche Komponente unter denselben Umständen erhalten bleibt.<sup>3)</sup>

#### 6. Über die Reflexion von Aberrationslicht.

Obwohl wir nun dem Vorstehenden gemäß das Fixsternlicht als im Äther der Erde gleich irdischem Lichte laufend annehmen müssen, ist es beachtenswert, daß die Versuche mit außerirdischem Licht zumindest unter gewissen Umständen nicht vollkommen analog den mit irdischem Lichte ausgeführten Versuchen verlaufen.

Wir betrachten das Licht irdischer Lichtquellen als im Äther der Erde laufend, welche Vorstellung, wie Hr. Lenard gezeigt hat<sup>4)</sup>, in vollem Einklang mit allen bisher angestellten

1) L. Courvoisier, a. a. O.

2) Über diese Annahme vgl. P. Lenard, Über Äther und Uräther, 2. Aufl. S. 23ff. Die vorliegenden Versuche zeigen streng, wenn man die Lorentzkontraktion als unbefriedigend verwirft, wie es im vorliegenden geschehen ist, daß der Äther, in dem das Fixsternlicht auf der Erde läuft, keine Relativbewegung zur Erde hat.

3) Über eine etwas veränderte Auffassung der letzteren siehe die gleichzeitige Arbeit Hrn. Lenards in diesen Annalen.

4) Ä. u. Urä. S. 31.

Versuchen steht. Der negative Ausfall des Michelsonschen Versuches mit irdischem Licht wird dadurch eine Selbstverständlichkeit. Es ist jedoch sehr bemerkenswert, daß, wie die neu wiederholten Versuche mit irdischem Licht zeigen<sup>1)</sup>, auf hohen Bergen schon Übergang in reinen Uräther merklich zu werden scheint. Dies berührt jedoch unseren Schluß, daß Fixsternlicht stets Lichtgeschwindigkeit relativ zu dem Äther, in dem es eben läuft, annimmt, nicht weiter.<sup>2)</sup> Der Unterschied des Fixsternlichtes gegenüber irdischem Licht beruht bei Verfolgung dieser Vorstellung in der Aberration. Diese stellen wir uns als durch die Bahnbewegung der Erde verursachte seitliche Bewegungskomponente der Lichtquanten hervorgerufen vor<sup>3)</sup>, welche in ihrem Betrage, wie die Erfahrung zeigt, bei den im Erdäther zurückgelegten Wegen nicht merklich vermindert ist. Die Aberration bewirkt nun, daß die Strahlrichtung (also die Fortschreitungsrichtung der Energie) nicht mehr übereinstimmt mit der Fortpflanzungsrichtung der Lichtquanten. Es ist dies ein Unterschied, der bei den herkömmlichen Betrachtungen, welche einen absolut ruhenden Äther zugrunde legen, zur Unterscheidung von relativem und absolutem Strahle führt. Es ist jedoch zu beachten, daß bei unserer Konstruktion des „relativen“ Strahles, also der Fortpflanzungsrichtung der Energie, die Richtung zwar mit der auf dem bisherigen Wege konstruierten bis auf Größen zweiter Ordnung zusammenfällt, nicht aber die Größe der Geschwindigkeit in Richtung des relativen Strahles. Bedeutet in Fig. 8a (S. 124) *A B* die Richtung und Größe der Geschwindigkeit im absoluten Strahl (in unserer Auffassung die Längsrichtung der Lichtquanten), *C B* die Richtung und Größe der Erdgeschwindigkeit, so ergibt nach den üblichen Konstruktionen *A C* die Richtung und Geschwindigkeit des relativen Strahles. Man betrachtet nämlich den Äther in der um-

1) Phys. Rev. 19. S. 407. 1922. Es hat sich eine Streifenverschiebung von etwa  $1/10$  des durch die Erdbewegung um die Sonne zu erwartenden Effektes ergeben.

2) Hierbei ist zu beachten, daß wir, dem Mechanismus des Lichtquants entsprechend (vgl. z. B. Ä. u. U. S. 26), Lichtgeschwindigkeit in der Fortschreitungsrichtung der Lichtquanten annehmen und nicht etwa in der Fortschreitungsrichtung der Energie („relativer“ Strahl), welche beide Richtungen nicht immer übereinstimmen müssen.

3) Vgl. Ä. u. U. S. 27. Anm. 2.

gekehrten Richtung, also  $B C$ , relativ zum Apparat bewegt, wodurch sich ohne weiteres diese Konstruktion ergibt. Da wir jedoch annehmen, daß der Äther relativ zum Apparat ruht und die Lichtquanten stets in ihrer Längsrichtung Lichtgeschwindigkeit relativ zu diesem Äther haben<sup>1)</sup>, können wir nur annehmen, daß sich bloß die zur Bewegungsrichtung senkrechte Komponente überlagert, so daß, bis auf Größen zweiter Ordnung, die Aberrationsrichtung mit der nach der oben angegebenen Konstruktion ermittelten übereinstimmt, die Geschwindigkeit jedoch nur  $A C''$  beträgt. Man erkennt dies sofort, wenn man zum Sonderfall übergeht, daß die Erdbewegung etwa in der Richtung  $B A$  verlaufen würde. Dann hat nach der üblichen Konstruktion der relative Strahl (also der relativ zum Apparat betrachtete) eine Geschwindigkeit  $c + v$  (infolge des „Ätherwindes“), während er nach unserer Vorstellung, da keine seitliche Bewegungskomponente vorhanden ist, in dem relativ zum Apparat ruhenden Äther die einfache Lichtgeschwindigkeit  $c$  haben muß.<sup>2)</sup> Daraus folgt auch die Unbrauchbarkeit der gewöhnlichen Konstruktionen<sup>3)</sup> der Reflexion von Aberrationslicht, da dieselben, im Widerspruch zu unserem Befund, ein positives Ergebnis, also eine Verschiebung der Streifen fordern.

Am stärksten müßte sich der Einfluß der Aberration zeigen bei Versuchen mit Sternen zu Mittag oder Mitternacht im Meridian, wobei besonders übersichtliche Verhältnisse zu

1) Es ist dies schon aus dem Mechanismus des Lichtquants (Ä. u. U. S. 26) anschaulich. Den Übergang von „absoluter“ Lichtgeschwindigkeit in Lichtgeschwindigkeit relativ zum Apparat bzw. zur Erde müssen wir uns, wie die Versuche zeigen, als im wesentlichen bereits weit außerhalb der Erde stattfindend vorstellen.

2) In analoger Weise läßt sich der Versuch von Majorana (Phil. Mag. 35. S. 163. 1918 und 37. S. 145. 1919) betrachten, dessen Ergebnis mit obiger Überlegung übereinstimmt.

3) E. Ketteler, Pogg. Ann. 144. S. 364. 1872; W. Veltmann, Pogg. Ann. 150. S. 511. 1873; M. Mascart, Ann. école norm. II. Ser. 1. S. 173. 1872. Es ist jedoch zu bemerken, daß diese Konstruktionen für einen relativ zur Erde bewegten Spiegel Geltung besitzen. Es müßte demnach der Michelsonsche Versuch, in einem relativ zur Erdoberfläche bewegten System ausgeführt, positiv ausfallen, worauf schon Hr. Lenard (Ä. u. U. S. 40) hingewiesen hat. Es ist vielleicht nicht überflüssig, darauf hinzuweisen, daß die oft angestellten thermodynamischen Überlegungen über bewegte Spiegel durch obiges nicht berührt werden.

erwarten sind bei einfacher Spiegelung, so daß der ganze Strahlengang der einen Strahlhälfte im Meridian verläuft. Derartige Versuche mit Sonnenlicht haben nun, wie S. 116 gezeigt, ein negatives Resultat ergeben.<sup>1)</sup>

Physikalisch bedeutet die Gleichheit der Lage der Interferenzstreifen mit irdischem und außerirdischem Licht, daß ebenso wie die beiden Strahlwege von irdischem Licht in gleicher Zeit zurückgelegt werden, dies auch von außerirdischem Licht geschieht. Inwiefern dies nun trotz des unzweifelhaften Vorhandenseins der Aberration der Fall sein kann, soll im Folgenden betrachtet werden.

Die nächstliegende Annahme ist, daß das Fixsternlicht sich vollkommen analog dem irdischen Licht verhalten hat. Dann muß es aber seine Aberrationskomponente vor der Teilung an der zentralen Glasplatte verloren haben. Dies kann ganz wohl bei der Reflexion am Heliostatenspiegel eingetreten sein<sup>2)</sup>), wo das einfallende Licht zuerst mit materiellen Atomen in innige Wechselwirkung getreten ist, so daß der Verlust der seitlichen Komponente, welche wir ja nicht als rein geometrische Erscheinung der vorhandenen Bewegungen, sondern als eine Eigentümlichkeit dieser Lichtquanten betrachten, verständlich wäre. Der reflektierte Strahl hat dann keine seitliche Bewegungskomponente, er verhält sich vollkommen wie irdisches Licht. Der negative Ausfall des Versuches ist dann ohne weiters verständlich. Wir müssen nun untersuchen, ob diese Voraussetzung, daß bei der Einwirkung der materiellen Atome bei der Reflexion die seitliche Komponente verloren geht, auch den sonstigen Erfahrungen bei der Reflexion entspricht. Führt man nun die Konstruktion für einen beliebigen Fall durch [Fig. 3b<sup>3)</sup>] zeigt den Fall, daß der Strahl um Mitter-

1) Den Einfluß der Aberration beim Michelsonversuch mit Fixsternlicht hat bereits Hr. K. Vogtherr eingehender behandelt. *Astron. Nachr.* 5203 [Bd. 217].

2) Über die Möglichkeit, daß dies bereits an der Grenze von Uräther und Erdäther geschehen könnte, vgl. in der gleichzeitigen Abhandlung Hrn. Lenards in diesen Annalen.

3) Es ist:  $AP$  Richtung und Geschwindigkeit der Lichtquanten,  $PC$  die seitliche Bewegungskomponente von  $P$  nach  $C$  wirkend,  $AC$  die Fortpflanzungsrichtung der Energie,  $AB$  die Wellenfläche der einfallenden Lichtquanten.  $BD = AP$  ( $= AC$  bis auf Größen dritter Ordnung) den Radius der Elementarwelle.  $CR \parallel BD$  die Richtung des re-

nacht oder Mittag an der zentralen Glasplatte reflektiert würde], so zeigt sich, daß ein außerirdischer Strahl, der in derselben scheinbaren Richtung einfällt wie ein Strahl irdischen Lichtes, nach der Reflexion von letzterem um den jeweiligen Aberrationswinkel — bis auf Größen zweiter Ordnung — divergiert. Dies steht im Widerspruch zu den Annahmen, die man gewöhnlich zu machen pflegt, daß nämlich für die „relativen“ Strahlen (aber nicht für die „absoluten“) des Aberrationslichtes die gewöhnlichen Reflexionsgesetze gültig seien. Eine exakte Prüfung dieses Verhaltens scheint jedoch für die Reflexion nicht vorzuliegen<sup>1)</sup>, so daß die Möglichkeit eines derartigen Reflexionsgesetzes und damit der hier gegebenen Erklärung bis zur experimentellen Entscheidung nicht ohne weiteres zurückgewiesen werden kann.<sup>2)</sup>



Fig. 3a.

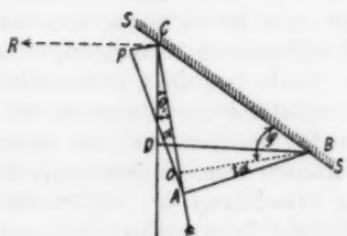


Fig. 3b.

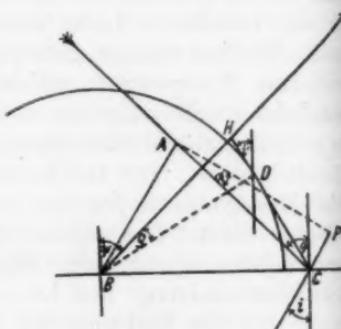


Fig. 4.

flektierten Strahles und  $DC$  dessen Wellenfläche.  $CB$  und  $AC$  wären in diesem Sonderfalle die Wellenflächen eines entsprechenden irdischen Strahles.

1) Die Versuche zur experimentellen Prüfung dieser Frage befinden sich in Vorbereitung. Der  $\alpha$  in Fig. 3b stellt also nicht den gewöhnlichen Aberrationswinkel dar, der ja nur ein Differenzwert ist, sondern den vollen Aberrationswinkel, in dem das ganze Verhältnis der Geschwindigkeit von Erdäther und Uräther eingehen würde, so daß Feststellung der Absolutbewegung (gegenüber dem Uräther) möglich wäre.

2) Sollte sich die Berechtigung dieser Annahme erweisen, so könnte der vorliegende Versuch, ohne vorherige Reflexion an einem Heliostaten-Spiegel angestellt, die Berechtigung unserer Annahme nur senkrechte Überlagerung der seitlichen Bewegungskomponente zu prüfen gestatten.

Die zweite Annahme, die man machen kann, ergibt keine Verschiedenheit in der Reflexionsrichtung der sichtbaren irdischen und außerirdischen Strahlen und ist also insofern mit den bisherigen Vorstellungen im Einklang. Sie beruht darauf, daß die seitlichen Komponenten der Lichtquanten ihre Richtung ebenfalls nach dem Reflexionsgesetz einrichten.

Die Konstruktion in diesem Falle ergibt Fig. 4.  $AP$  ist die Richtung der einfallenden Lichtquanten,  $PC$  ihre seitliche Bewegungskomponente in der Zeiteinheit, der „relative“ Strahl also  $AC$ , während  $AB$  die Wellenfront der einfallenden Lichtquanten darstellt.  $B$  ist das Zentrum einer neuen Welle, deren Radius in der Zeiteinheit  $BD = AP$  beträgt,  $CD$  ist ihre Tangente und also gleichzeitig die Wellenfläche der reflektierten Lichtquanten;  $BD$  ist deren Fortpflanzungsrichtung, zu der senkrecht noch die seitliche Bewegungskomponente so zu addieren ist, daß  $DH = PC$  wird.  $BH$  ist dann die Richtung der Energie des reflektierten Strahles, also der „relative“ Strahl. Aus den Dreiecken ergibt sich leicht, daß  $\neq \varphi = \neq \psi$  bis auf Größen zweiter Ordnung in  $\alpha$  und daß  $i = i'$ , also das Reflexionsgesetz auch für die seitlichen Komponenten gilt.<sup>1)</sup> Es fällt demnach die Richtung des reflektierten Sternlichtstrahles mit der des irdischen Lichtstrahles zusammen, die Geschwindigkeit in relativer Strahlrichtung ist aber infolge des Vorhandenseins der seitlichen Bewegungskomponente nicht dieselbe wie die des irdischen Lichtes.<sup>2)</sup>

Wenden wir dies auf die Verhältnisse unseres Versuches an, so ergibt sich folgendes: Beide Strahlteile, sowohl der

1) Es ist:

$$BC : AC = \sin(90 - \alpha) : \sin(\alpha + \varphi)$$

$$BC : BH = \sin(90 - \varrho) : \sin(\varrho + \psi)$$

Da  $AC = BH$  (bis auf Größen dritter Ordnung) und  $\varrho$  und  $\alpha$  sehr klein, so ist  $\alpha + \varphi = \varrho + \psi$ . Da  $\alpha = \varrho$ , wenn  $HD = PC$ , so ist  $\varphi = \psi$ . Daraus ergibt sich  $i = i'$ .

2) Die Zeitdauer, die das Fixsternlicht zum Hin- und Zurücklaufen in einem Arme braucht, ist, wie aus unserer Konstruktion ohne weiteres folgt, gleich

$$\frac{2l}{c} \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \theta \right)$$

im günstigsten Falle, wobei  $\theta$  den Winkel zwischen einfallender Strahlrichtung und Bewegungsrichtung der Erde bezeichnet.

nach Norden<sup>1)</sup> als auch der nach Westen laufende, legen denselben Weg zurück wie das irdische Licht und da in beiden Strahlteilen die Bewegungskomponente relativ zum *Lichtquant* gleiche Größe und Richtung hat<sup>2)</sup>, werden beide Strahlteile in gleichen Zeiträumen zurückgelegt. Für irdisches Licht gleichlange Wege sind es also auch für Fixsternlicht, unabhängig von ihrer Richtung zur Erdbewegung, womit auch der negative Ausfall beim Vergleich mit irdischem Licht erklärt ist. Doch ist zu beachten, daß die Dauer der Zurücklegung dieser Wege im allgemeinen von der von irdischem Lichte benötigten verschieden ist.<sup>3)</sup> Diese Annahme einer Richtungsänderung der seitlichen Bewegungskomponenten der Lichtquanten nach dem Reflexionsgesetz genügt also sowohl der Bedingung der Richtungsgleichheit von irdischem und Aberrationslicht bei Brechung und Reflexion, als auch dem Ergebnisse der im vorstehenden beschriebenen Versuche über die Geschwindigkeit in verschiedener Richtung zur Aberration verursachenden Bewegung.

Es sei mir hier gestattet allen, die mich bei diesen Versuchen unterstützt haben, meinen herzlichsten Dank auszudrücken, insbesondere Hrn. G.-R. P. Lenard für sein stetes Interesse, Hrn. G.-R. M. Wolf für die mannigfache Unterstützung auf der Sternwarte, ferner Hrn. R. Stadler für seine unermüdliche Mithilfe, der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft für die Gewährung von Mitteln und der Firma C. P. Goerz für die Überlassung ihrer wertvollen Instrumente.

Heidelberg, Radiologisches Institut, 30. Juli 1923.

1) Infolge des Vorhandenseins der Mitführung ändert, wie die bekannten Versuche mit wassergefülltem Fernrohr zeigen, das Vorhandensein der Glasplatten nichts an den Verhältnissen.

2) Das gilt, wie ersichtlich, für den nach Norden verlaufenden Strahl auch vor der Reflexion am Nordspiegel.

3) Vgl. Anm. 2 vorhergehende Seite.

(Eingegangen 7. August 1923.)

7. *Über Leitfähigkeitsänderung der Phosphore  
durch Kathodenstrahlen;*  
*von E. Rupp.*

(Aus dem Radiologischen Institut der Universität Heidelberg.)

Die enge Verknüpfung der Lichtemission mit einer Leitfähigkeitsänderung bei den Phosphoren wurde bisher bei Erregung mit Licht<sup>1)</sup>, bei Ausleuchten<sup>2)</sup> und Hitzeaustreiben<sup>3)</sup> des erregten Phosphors nachgewiesen. Im folgenden wird die Kenntnis dieser Verknüpfung für den Fall der Erregung mit Kathodenstrahlen erweitert. Leitfähigkeitsänderung von Dielektrika bei Bestrahlung mit Kathodenstrahlen war schon bei den frühesten Kathodenstrahluntersuchungen<sup>4)</sup> bekannt geworden und ihre weitere Untersuchung bildete von da ab wiederholt Gegenstand eingehender Beschäftigung, sei es diese Leitfähigkeitsänderung als Meßmittel von Elektronenintensitäten<sup>5)</sup> zu verwerten zu suchen oder sei es Probleme der Elektrizitätsleitung<sup>6)</sup> in Dielektrika durch Untersuchung der Leitfähigkeitsänderung durch Kathodenstrahlen zu klären. Im Gegensatz zu diesen bisherigen Untersuchungen, bei denen am Meßkondensator stets das Eigenfeld der Elektrometerraufladung gegen Erde lag, wurde hier die Leitfähigkeitsänderung immer mit bestimmtem elektrischen Kondensatorfeld gemessen und die Abhängigkeit der Leitfähigkeit vom angelegten Feld am Kondensator weitgehend untersucht.<sup>7)</sup> — Die

1) P. Lenard u. Sem Saeland, Ann. d. Phys. **28**, S. 476. 1909; F. Schmidt, Ann. d. Phys. **44**, S. 329. 1914; B. Gudden u. R. Pohl, Zeitschr. f. Phys. **2**, S. 181. 1920; **3**, S. 98. 1920; **4**, S. 206. 1921.

2) B. Gudden u. R. Pohl, Zeitschr. f. Phys. **2**, S. 192. 1920.

3) E. Rupp, Ann. d. Phys. **70**, S. 391. 1923.

4) P. Lenard, Ann. d. Phys. u. Chem. **64**, S. 288. 1898.

5) A. Becker, Ann. d. Phys. **13**, S. 394. 1904; Eisenhut-Ebeling, Heidelb. Akad 1921; O. Eisenhut, Heidelb. Dissert. 1921.

6) O. Eisenhut, a. a. O.

7) Diese Leitfähigkeit im elektrischen Feld vermag außerordentlich große Werte anzunehmen, wie in einer späteren Veröffentlichung ausgeführt werden wird.

Messungen an Phosphoren waren stets *Differenzmessungen* zwischen Phosphor und bloßem Grundmaterial, letzteres nach Art des Phosphors mit Zusatz, aber ohne Metall, geglüht. Die Untersuchung wurde vorzugsweise in der Richtung geführt, über die *Art der Elektrizitätsleitung und über die Zahlenverhältnisse* der bei der Erregung mit Kathodenstrahlen *pro Metallatom weggehenden Elektronen* Aufschluß zu bekommen.

#### Leitfähigkeitsänderung im elektrischen Kondensatorfeld.

Zur Erzeugung der Kathodenstrahlen diente eine Glühkathodenröhre mit Aluminiumfenster.<sup>1)</sup> Spannung und Strom lieferte eine 20plattige Influenzmaschine. Es mußte besonders darauf gesehen werden, daß Geschwindigkeit (meist 30000 Volt) und Intensität der Kathodenstrahlen während einer Meßreihe gut konstant blieben. Eine Spitzenfunkentstrecke gestattete das Konstanthalten der Geschwindigkeit, während die Intensität aus der stets ermittelten Umdrehungszahl der Influenzmaschine überwacht wurde. Bei Änderung der Drehzahl wurde der Ausschlag der Leitfähigkeitsänderung auf eine bestimmte Drehzahl reduziert, da es sich zeigte, daß die Leitfähigkeitsänderung in dem hier in Betracht kommenden Bereich der Kathodenstrahlintensität proportional ist. Als Kondensatoren, in die der trockene Phosphor fein zerrieben eingefüllt wurde, kamen in Anwendung: a) ein einfacher Plattenkondensator; auf der auf Glas aufliegenden Grundplatte aus Messing lag ein Glimmerring, in den der Phosphor eingefüllt wurde; darüber lag als zweite Belegung eine dünne Aluminiumfolie, die von einem Messingring auf den Glimmer angepreßt wurde. Die Kathodenstrahlen treffen also hier parallel zu den Kraftlinien des Kondensatorfeldes auf. Mit dieser Anordnung sind die notwendigen Differenzmessungen zwischen Phosphor und Sulfid wegen fortwährender Änderung von Dicke, Lufteinschlüsse usw. bei jeder Neueinfüllung schwer durchzuführen. Gut bewährte sich hierfür

b) ein Kondensator nach Fig. 1. Auf einer

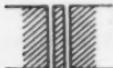


Fig. 1.

Glasplatte waren drei Messingstreifen aufgeklebt, die zwei 1 mm breite und 1 mm tiefe Rinnen freiließen. Die eine Rinne war mit Phosphor gefüllt, die andere mit Sulfid und der Kondensator

1) O. Eisenhut, a. a. O.

so gelegt, daß beide Rinnen symmetrisch im Kathodenstrahlkegel des Al-Fensters lagen. Dadurch war die Ausführung schneller Differenzmessungen unter gleichen Meßbedingungen gewährleistet.

Das Kondensatorfeld lieferte ein variabler Spannungskasten, der mit Kondensator, Drehspulgalvanometer (Hartmann & Braun, größte Empf.  $4 \cdot 10^{-11}$  Wb) in Reihe geschaltet war. Spannungsbatterie, Galvanometer und Zuleitungsdrähte, ferner eine Wippe zur Umschaltung des Feldes an Phosphor oder Sulfid bzw. des Stromes im Galvanometer, waren durch Metallkasten bzw. Messingröhren sorgfältig geschützt. Dieser Schutz ist eine Grundvoraussetzung für Messungen dieser Art, da sonst stets elt. Wellenstörungen jede Untersuchung unmöglich machen.

Bei Kondensator *b* verlaufen die Kraftlinien des elektrischen Feldes senkrecht zum auftreffenden Kathodenstrahl. Die Dicke der Phosphorschicht ist über Grenzdicke der benutzten Geschwindigkeit (30000 Volt), so daß Leitfähigkeitsänderung der Glasunterlage nicht vorkommen kann. Die Leitfähigkeitsänderung der Lufteinschlüsse im Phosphor ist unmeßbar klein unter vorliegenden Bedingungen, wie durch einen besonderen ergebnislosen Versuch (zwei Metallplatten auf getrennten Glasunterlagen bis auf einen schmalen Luftspalt zusammengeschoben) nachgeprüft wurde. Die Korngröße der benutzten Phosphore war durch Aussieben möglichst einheitlich. Der ganze Kondensator wurde außer der Meßzeit stets im Exsikkator aufbewahrt.

Die Abhängigkeit der Leitfähigkeitsänderung für CaBi1n und CaCu1n vom angelegten Kondensatorfeld zeigt Fig. 2.

Man sieht für CaS nach anfänglich schwächerem Anstieg ein scharf geradliniges Weitersteigen. Anders hingegen die Phosphore. Sie steigen schon bei schwachen Feldern viel stärker an bis zu einem deutlichen Knickpunkt, um dann geradlinig weiterzusteigen, und zwar verläuft dieses Weitsteigen parallel zur CaS-Kurve. (In der Figur sind der Deutlichkeit halber die Ordinaten der Phosphorkurven über der CaS-Kurve auf das Doppelte des Maßstabs darunter überhöht.) — Das phosphoreszenzfähige Metallatom verursacht also eine ihm eigene Leitfähigkeitsänderung bei Erregung des Phosphors im elektrischen Feld. Die experimentellen Kurven gestatten diese dem Metall-

atom zukommende Leitfähigkeitsänderung zu ermitteln. Bildet man nämlich die Differenzkurve Phosphor-Sulfid, so stellt diese die durch das phosphoreszenzfähige Metallatom ver-

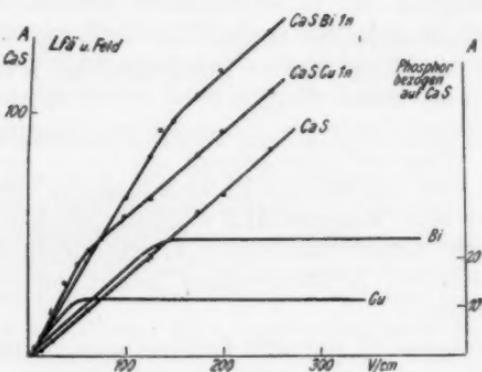


Fig. 2.

ursachte Leitfähigkeitsänderung in Abhängigkeit vom angelegten Feld dar. Man findet so für jedes Metallatom eine ihm eigentümliche Kurve (in der Fig. 2 Bi u. Cu), die nach zuerst geradlinigem Ansteigen bei einem bestimmten Feld in eine Art Sättigung übergeht. Der Beitrag der Metallatome zur Gesamtleitfähigkeitsänderung des Phosphors steigt also mit wachsendem Feld zunächst diesem Feld proportional an bis zu einem Grenzwert, der für verschiedenen Metallzusatz und Metallmenge verschieden groß ist und bei verschiedenem Feld erreicht wird. Zu bemerken ist noch, daß die Einbuchtung der CaBi- und CaCu-Kurven, wie die stärkere der CaS-Kurve für schwache Felder bei den Metallatomkurven Bi und Cu zu fehlen scheint. Die absoluten Grenzwerte für verschiedenen Metallzusatz und Metallmenge sind als Funktionen der Zentrenverteilung der Phosphore aufzufassen, daher auch für CaBi größer als für CaCu.

Bei den weiteren Messungen wurde das Feld meist so gewählt, daß der Grenzwert der dem Metallatom eigenen Leitfähigkeitsänderung erreicht war, gewöhnlich 150—250 Volt/cm. Höhere Felder verwischen den Unterschied der Ausschläge für Phosphor und Sulfid mehr und mehr, bis zum Verschwinden der Meßbarkeit.

Bildet  
stellt  
ver-  
Der Einfluß der Vorbestrahlung wurde besonders untersucht, wie in Tab. 1 zusammengestellt.

Tabelle 1.

Phosphor	Lf. bei erster Bestrahlung	Lf. nach 5 Min. Pause	Lf. nach 1 Std. Pause
CaBi	24	25	25
ZnS	32	38	34

Ähnliche Messungen an CaCu und ZnMn lassen den allgemeinen Schluß zu: Die Erdalkalisulfidphosphore lassen keine Änderung ihrer Leitfähigkeit durch Vorbestrahlung erkennen; die Zinksulfidphosphore aber zeigen eine *Vergrößerung der Leitfähigkeitsänderung am vorbestrahlten Phosphor*, die nach längerer Ruhezeit wieder zurückgeht. Bei der Messung der Tab. 1 wurde das Feld stets abgeschaltet, so daß der Fall der Erregungsaufspeicherung im elektrischen Feld<sup>1)</sup> nicht vorlag. Hingegen gibt die Erklärung des Verhaltens der ZnS-Phosphore im elektrischen Feld<sup>2)</sup> auch die Erklärung des vorliegenden Versuches. ZnS-Phosphore erleiden im elektrischen Feld eine Polarisation, die nach Schluß der ersten Bestrahlung noch einige Zeit erhalten bleibt, schließlich aber wieder zurückgeht — nicht so jedoch die Erdalkalisulfidphosphore —, und in einem so polarisierten Medium werden die Träger der Leitfähigkeitsänderung sich mit größerer Wanderungsgeschwindigkeit bewegen können, als im zuerst noch unpolarisierten bzw. im Laufe der Zeit wieder entpolarisierten. Dieser leichteren Polarisierbarkeit verdanken die ZnS-Phosphore ihr abweichendes Verhalten bei Ausleuchtung und Aufspeicherung im elektrischen Feld<sup>3)</sup>, bei ihrer Leitfähigkeitsänderung durch Licht<sup>4)</sup>, ihrer Dielektrizitätskonstantenänderung<sup>5)</sup> durch Licht, bei ihrer Tilgung<sup>6)</sup> und ihrer Ausleuchtung<sup>7)</sup>, und bei ihrer Leitfähigkeits-

1) F. Schmidt, Ann. d. Phys. **70**, S. 161. 1923.

2) F. Schmidt, a. a. O. S. 189.

3) F. Schmidt, a. a. O.

4) B. Gudden u. R. Pohl, Zeitschr. f. Phys. **2**, S. 181. 1920.

5) B. Gudden u. R. Pohl, Zeitschr. f. Phys. **1**, S. 365. 1920.

6) P. Lenard, Ausleuchtung und Tilgung **3**, S. 157. 1917; E. Rupp, Ann. d. Phys. **72**, S. 81. 1923.

7) P. Lenard, Ausleuchtung und Tilgung **3**, S. 63. 1917; B. Gudden u. R. Pohl, Zeitschr. f. Phys. **2**, S. 192. 1920.

änderung durch Hitzeaustreiben.<sup>1)</sup> Weiter hierauf einzugehen lag nicht in der Absicht der Untersuchung. Wichtig für das folgende ist, daß die Erdalkalisulfidphosphore nach Vorbestrahlung noch dieselbe Leitfähigkeitsänderung zeigen, wie bei der Erstbestrahlung.

#### Über die Träger der Leitfähigkeitsänderung.

Die aus der Kenntnis der Leitfähigkeitsänderung bei Hitzeaustreiben entwickelte Annahme<sup>2)</sup>, daß die zum Metallatom zurückkehrenden Elektronen Sekundärelektronen auslösen und diese Sekundärelektronen, vom angelegten Feld erfaßt, die Leitfähigkeitsänderung verursachen, hat sich im vorliegenden nicht allein als treffliche Arbeitshypothese erwiesen, sondern konnte auch wesentlich gestützt werden. Sie ist, wie die Versuche zeigen, noch dahin zu erweitern, daß man auch dem bei der Erregung weggehenden Elektron die Fähigkeit zuschreiben muß, auf seinem Weg zur aufspeichernden Stelle Sekundärelektronen zu befreien.

Ohne weiteres folgt aus dieser Annahme die bereits dargestellte Abhängigkeit der Leitfähigkeitsänderung vom Kondensatorfeld. Die sekundär befreite Elektronenzahl der Metallatome erreicht einen Grenzwert, der außer von der Intensität und Geschwindigkeit der Primärelektronen abhängt von der Wanderungsgeschwindigkeit, der Zahl der Metallatome und der Zahl der pro Metallatom abgegebenen Elektronen und der Verteilung der Zentrendauern. Für Elektronenwanderung spricht auch das schon für kleine Felder geradlinige Ansteigen der Bi- und Cu-Kurve im Gegensatz zur deutlichen Einbuchtung der CaS-Kurve, die als Anteil einer Ionenwanderung erklärt werden kann. — Zur Gewinnung weiteren Aufschlusses wurden Rückstandsbildungen und Potentialverteilung im Kondensator untersucht.

**Rückstandsladungen.** Verwendet wurde ZnSCu $\alpha$  und ZnS, da nur bei Zinksulfidphosphoren Rückstandsladungen messbar waren. Phosphor und Sulfid wurden im elektrischen Feld von 300 Volt/cm bestrahlt. Einige Sekunden nach Schluß der Bestrahlung wurde der Kondensator an das Galvanometer

1) E. Rupp, Ann. d. Phys. 70, S. 391. 1923.

2) Diese Anschauung hat Hrn. Lenards lichtelektrische Theorie der Phosphoreszenz als Grundlage.

angeschlossen und dessen Erstausschlag gemessen. Die „Dunkel“ Leitfähigkeit betrug 12 sec. Sie ist in Tab. 2 berücksichtigt

Tabelle 2.

Zeit nach Schluß der Erregung	2 Sek.	4 Sek.
ZnS	31	10,5
ZnSCu	29	11

Die Tabelle zeigt, daß im Gegensatz zur Leitfähigkeitsänderung bei Bestrahlung mit Kathodenstrahlen<sup>1)</sup> für die dabei zustande kommende Rückstandsladung zwischen Phosphor und Sulfid kein Unterschied sich nachweisen läßt. *Dem phosphoreszenzfähigen Metallatom kommt also keine Rückstandsbildung zu.* Wäre nun die dem Metallatom eigene Leitfähigkeitsänderung hauptsächlich durch Ionen verursacht, so müßte sich dies in Rückstandsladungen kundgeben. Da diese aber für das Metallatom fehlen, liegt der Schluß nahe: *Die dem phosphoreszenzfähigen Metallatom zukommende Leitfähigkeitsänderung wird durch Elektronen hervorgerufen.*

*Potentialverteilung.* Zur Messung der Feldverteilung wurde ein dem Kondensator *b* ähnlicher benutzt (angelegte Spannung 200 Volt). Er hatte nur eine Rinne, die jetzt 1 cm breit gewählt wurde. Eine lange feine Nadel von 0,07 mm Durchmesser konnte als Sonde in den Phosphor — CaBia — geschoben werden. Mit einem Wulfschen Elektrometer, das einerseits mit der geerdeten Elektrode (abwechselnd Kathode und Anode), andererseits mit der Sonde verbunden war, wurde die Potentialverteilung im Innern des Phosphors ermittelt, und zwar ohne Bestrahlung, bei Bestrahlung mit Licht der vollen Hg-Lampe und bei Bestrahlung mit Kathodenstrahlen.<sup>2)</sup> Fig. 3 zeigt die Ergebnisse.

Der unerregte Phosphor weist völlig lineare Potentialverteilung auf (*u*). Bei Bestrahlung mit Licht<sup>3)</sup> bildet sich ein deutlicher Kathodenfall aus (*L*). Bei Kathodenstrahlerregung

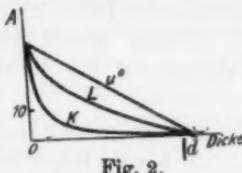


Fig. 2.

1) Diese Leitfähigkeit betrug im vorliegenden Falle etwa 45 Skt.

2) Sie entspricht dem „Primärstrom“  $J_p$  der Hrn. Gudden u. Pohl. Siehe Zeitschr. f. Phys. 7. S. 65. 1921.

3) B. Gudden u. R. Pohl, Zeitschr. f. Phys. 7. S. 68. 1921.

wird dieser *Kathodenfall* noch weit ausgeprägter (*K*). Dieser durch Kathodenstrahlen verursachte Kathodenfall verläuft ganz analog dem bei der Gasentladung in evakuierten Röhren oder der Potentialverteilung in einer Glühkathodenröhre. Diese Analogie spricht dafür, *Raumladungsscheinungen* im Phosphor bei Bestrahlung<sup>1)</sup> mit Kathodenstrahlen anzunehmen, für die allein negative Ladungsträger in Betracht kommen.

Wurde die Phosphorschicht in obigem Kondensator *nur teilweise bestrahlt* (1 Drittel frei, 2 Drittel mit Glimmerblättchen bedeckt), so zeigten sich folgende Erscheinungen. Wurde das Drittel an der Kathode bestrahlt, so trat eine Leitfähigkeitsänderung auf, die nicht dem Drittel der Gesamtleitfähigkeitsänderung (78 Sk.) entsprach, sondern ungefähr der Hälfte (36 Sk.); wurde dagegen das Drittel an der Anode bestrahlt, so betrug die Leitfähigkeitsänderung auch ein Drittel der Gesamtleitfähigkeitsänderung (25 Sk.). — Diese Versuche lassen sich aus dem bereits festgestellten Kathodenfall gut erklären. Die an der Kathode ausgelösten Sekundärelektronen werden durch den starken Spannungsabfall beschleunigt und können, da diese so erlangte Geschwindigkeit leicht die Trägerbildungsspannung der Zentrenmoleküle<sup>2)</sup> übersteigen kann, in den unbestrahlten 2 Dritteln weitere Sekundärelektronen auslösen und damit kommt eine Leitfähigkeitsänderung zur Messung, die größer wird, als der bestrahlten Schicht entspricht. An der Anode hingegen ist das Feld so schwach, daß keine neuen Sekundärelektronen befreit werden, daher beträgt die Leitfähigkeitsänderung auch nur das der Gesamtschicht entsprechende Drittel.<sup>3)</sup>

Weiter wurde noch der *Einfluß von Ausleuchtung und Tilgung* auf die Leitfähigkeitsänderung von ZnS-Phosphoren

1) Vgl. B. Gudden u. R. Pohl, a. a. O. S. 69.

2) Kleine Trägerbildungsspannungen von Metallatomen sind auch sonst angezeigt. Vgl. P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen, Heidelb. Akad. 1918. S. 163. Die Trägerbildungsspannung des hier in Betracht kommenden Ca-Atoms beträgt nach Mohler, Foote und Stimson (Bur. of Standards 15. 1919) 6,01 Volt, für das komplexe Zentrenmolekül ist ein noch weit kleinerer Wert anzunehmen.

3) Auf den Mechanismus dieser Elektrizitätsleitung der ausgelösten Sekundärelektronen sei hier nicht weiter eingegangen. Die von den Hrn. Gudden und Pohl entwickelten Methoden könnten auch hier Anwendung finden.

untersucht. Ein  $ZnMn\alpha$ -Phosphor wurde mit Kathodenstrahlen im Kondensator  $b$  bestrahlt. Seine Leitfähigkeit betrug 58 Sek. Jetzt wurde er während der Erregung mit dem durch Rotfilter gefilterten Licht eines Nernstfadens ausgeleuchtet. Dabei stieg der Ausschlag auf 72 Sek. Also eine Zunahme durch Ausleuchtung um 14 Sek.

Zur Untersuchung auf Tilgung wurde ein  $ZnCu\alpha$ -Phosphor verwendet. Seine Leitfähigkeitsänderung betrug 62 Sek. Wurde er in derselben Anordnung wie oben bestrahlt mit dem hier stark tilgenden Licht des Rotfilters, so ging der Ausschlag auf 54 Sek. zurück. Also ein Rückgang durch Tilgung um 8 Sek.

— Dieser zunächst merkwürdige Gegensatz zwischen Ausleuchtung und Tilgung steht in vollem Einklang mit dem Bild der Leitfähigkeitsänderung als verursacht durch Sekundärelektronen und dem von Hrn. Lenard entwickelten Mechanismus der Ausleuchtung und Tilgung.<sup>1)</sup> Die *Ausleuchtung als molekular lokale Temperaturerhöhung* wirkt ganz im Sinne des Hitzeaustreibens, also *Vermehrung der Leitfähigkeitsänderung* proportional der ausgeleuchteten Zentren. Die *Tilgung* hingegen als lichtelektrische Wirkung am Schwefelatom, wobei das Elektron mit einer Geschwindigkeit, geringer als dem Lichtquant der Phosphorbande entspricht, zurückkehrt, *kann zur Leitfähigkeitsänderung nichts beitragen*, ja sie wird proportional der getilgten Zentrenzahl diese Leitfähigkeitsänderung sogar vermindern, wie es der Versuch auch zeigt.

Die enge Verknüpfung der Lichtemission mit der Leitfähigkeit in allen diesen Versuchen könnte zur Vermutung führen, daß die Leitfähigkeitsänderung lichtelektrische Wirkung des Bandenlichtes als Ursache hätte. Dann müßte man aber auch annehmen, daß das langwellige Licht von z. B.  $BaCu\alpha$  im Verhältnis dieselbe Wirkung hätte wie das violette von  $SrAg\beta$ , was offenbar zu Widersprüchen mit vorliegenden Versuchen und denen über Leitfähigkeitsänderung bei Hitzeaustreiben führte.

#### Zeitliche Änderung der Leitfähigkeit.

Daß bei den Versuchen über Leitfähigkeitsänderung mit Kathodenstrahlen nicht bloß zurückkehrende Elektronen eine Rolle spielen, sondern auch *die das Metallatom verlassenden Elektronen*

1) P. Lenard, Ausleuchtung und Tilgung, Teil I. Heidelberg 1918.

regungselektronen, beweist die Untersuchung des Verhaltens der Leitfähigkeitsänderung bei wachsender erregender Zeit.

Verwendet wurde Kondensator *b* mit nur einer Meßrinne und als Meßinstrument ein Wulfsches Elektrometer zur Summation der von der Zeit 0 bis *t* frei werdenden Elektrizitätsmengen. Die unmittelbaren Differenzmessungen mit Sulfid konnten unterbleiben, da dieses stets eine der Zeit proportionale Aufladung ergab. Der eine Kondensatorbacken lag auf Spannung der Spannungsbatterie, deren anderer Pol geerdet war, der andere Backen war mit dem Elektrometerfaden verbunden. Der unerregte Phosphor wurde *t* Sek. lang bestrahlt und der Ausschlag des Elektrometers abgelesen. Die so gewonnene Kurve zeigt Fig. 4 für CaBi<sub>α</sub> 0,1 n. und CaS bei 300 Volt/cm.

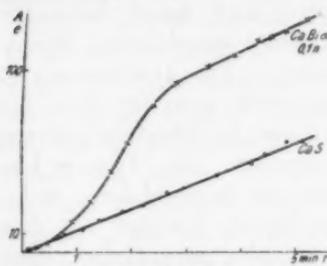


Fig. 4.

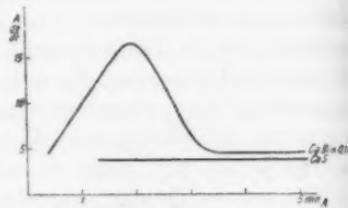


Fig. 5.

Besondere Sorgfalt wurde auf Ermittlung des ersten Anstiegs verwendet. Man sieht an der Phosphorkurve ein erst langsameres Ansteigen, das dann über einen Wendepunkt in steileren Anstieg übergeht bis zu einem scharfen Umbiegen, von wo ab die Kurve weiterhin geradlinig weitersteigt. Dieser letztere Kurventeil verläuft nun nicht parallel der CaS-Kurve, sondern die Phosphorkurve steigt unter konstantem Winkel gegen die Sulfidkurve weiter an. Die Differenz der Ordinaten ergibt auch hier die dem Metallatom zukommende Wirkung, und zwar jetzt den zeitlichen Anstieg der Leitfähigkeitsänderung in dem Maße, in dem der Phosphor aus dem unerregten Zustand in den vollerregten kommt. Volle Erregung ist erreicht, wenn Phosphor- und Sulfidkurve unter konstantem Winkel weiterlaufen. Für diesen Fall der vollen Erregung liefert die Ordinate über der Sulfidkurve ein Maß der von allen phosphoreszenzfähigen Metallatomen des Phosphors bei der Erregung verursachten Leitfähigkeitsänderung.

Daß dieser zeitliche Anstieg der Leitfähigkeitsänderung hauptsächlich durch die bei der Erregung das Metallatom verlassenden Elektronen hervorgerufen wird, erkennt man deutlich, wenn man Kurve Fig. 4 graphisch differenziert, also die Abhängigkeit des Leitfähigkeitsstromes von der Zeit ermittelt, wie in Fig. 5 geschehen.

Nach fast geradlinigem Anstieg erreicht die Kurve ein Maximum und fällt danach wieder bis auf einen konstanten Wert. — Dieser Verlauf hängt unmittelbar mit der Zentrenverteilung im Phosphor zusammen. Bekanntlich werden die Zentren kurzer Dauer am schnellsten erregt, diejenigen längster Dauer klingen nur sehr langsam an. Die in den ersten Sekunden schon erregten Zentren kurzer Dauer tragen offenbar zu Leitfähigkeitsänderungen recht wenig bei. Hingegen steigt die Kurve zu ihrem Maximum an, wenn gerade die sehr zahlreichen Zentren mittlerer und längerer Dauer erregt werden. Schließlich bleiben noch die wenigen Zentren längster Dauer übrig, die nach etwa 3 Minuten auch voll erregt sind. Diese Anklingungszeiten bei Erregung mit Kathodenstrahlen stimmen mit denen aus Lichtsummenmessungen<sup>1)</sup> gut überein. — Die Elektronen der *Zentren kurzer Dauer* (meist kleine Zentren) werden auf ihrem Weg vom Metallatom zur aufspeichernden Stelle bei der Erregung *kaum Sekundärelektronen* auslösen können, die Elektronen der *Zentren mittler und langer Dauer* jedoch werden viel weitere Wege zu durchqueren haben, auf denen sie eine mehr oder weniger *große Zahl Sekundärelektronen* befreien können, ebenso die Elektronen der Zentren längster Dauer. Doch sind diese größten Zentren in der Minderzahl, daher das Abfallen der Kurve Fig. 5. Der horizontale Teil dieser Kurve wäre dann, da ja alle Zentren langer Dauer schon erregt sind und während der Versuchsdauer nicht abklingen<sup>2)</sup>, aufzufassen als stationärer Zustand zwischen Erregung und Abklingen der Zentren kürzerer Dauer, so daß hier sowohl entweichende Elektronen wie zurückkehrende Elektronen die Sekundärelektronen der Leitfähigkeitsänderung auslösen.

1) Vgl. P. Lenard, Lichtsummen, Heidelb. Akad. 1909.

2) Ausleuchtung durch Kathodenstrahlen wird für die hier benutzten geringen Strahlintensitäten nicht angenommen; sie würde zu den Elektronen der Zentren kurzer Dauer noch die entweichenden und abklingenden der Zentren längerer Dauer hinzufügen. Vgl. übrigens E. Rupp, Ann. d. Phys. 72. S. 100. 1923.

**Ermittlung der pro Metallatom entweichenden Elektronen  
aus der zeitlichen Leitfähigkeitsänderung.**

Wie schon angedeutet<sup>1)</sup>, liefert mit Erreichen der vollen Erregung die Ordinate über der Sulfidkurve der Kurve Fig. 4 ein Maß der von sämtlichen entweichenden Elektronen ausgelösten Sekundärelektronen. Kennt man die Zahl der phosphoreszenzfähigen Metallatome, so kann man für Phosphore verschiedener Metalle aus den auf gleiche Metallatomzahl reduzierten obigen Ordinatenwerte unmittelbar die Zahlverhältnisse der pro Metallatom entweichenden Erregungselektronen bestimmen. Ist für ein Metall diese Zahl der pro Metallatom entweichenden Elektronen absolut bekannt, so läßt sie sich auch für andere Metalle augeben. Das Schwierige einer derartigen Messung ist stets die Ermittelung der Zahl der phosphoreszenzfähigen Metallatome, was genaue Kenntnis und Beherrschung des Chemismus der Phosphore voraussetzt.

Solche wohldefinierten Phosphore standen mir durch eine „absolute Messung“ von Hrn. Scheifele<sup>2)</sup> zur Verfügung. Verwendet wurden hier:  $\text{CaBi}\alpha$  0,1 n.,  $\text{CaCu}\alpha$   $\frac{1}{2}$  n. und  $\text{SrAg}\beta$   $\frac{1}{400}$  n. Außerdem wurden im letzten Abschnitt benutzt:  $\text{CaBi}\alpha$  1 n.,  $\text{CaBi}$  0,02 n.,  $\text{CaBi}$  0,01 n.;  $\text{CaCu}\alpha$  2 n.,  $\text{CaCu}$  1 n.,  $\text{CaCu}$   $\frac{1}{3}$  n.,  $\text{CaCu}$   $\frac{1}{10}$  n.;  $\text{SrAg}\beta$   $\frac{1}{2}$  n.,  $\text{SrAg}$  0,25 n.,  $\text{SrAg}$  0,003 n.,  $\text{SrAg}$  0,001 n.,  $\text{SrAg}$  0,0008 und  $\text{SrAg}$  0,00018 n. Die Ermittelung des in den Zentren verarbeiteten Metallgehalts erfolgte für Bi nach dem Verfahren der Herren Lenard und Hausser<sup>3)</sup>. Druckzerstörung wurde eigens untersucht und als Faktor 1,12 gefunden. Für Cu und Ag standen die Messungen Hrn. Scheifeles<sup>4)</sup> zur Benutzung. Die Eindringtiefe der Kathodenstrahlen wird für  $\text{SrS}$  und  $\text{CaS}$  als gleich angenommen, auch wird tilgungsfreie Erregung<sup>5)</sup> der Zentren kurzer Dauer vor-

1) Hervorzuheben wäre noch annähernd gleiche Verteilung der Austrittsgeschwindigkeiten der Sekundärelektronen bei verschiedenen Metallen unter Verwendung konstanter Primärgeschwindigkeiten (30000 Volt), eine Voraussetzung, die für lichtelektrisch ausgelöste Elektronen tatsächlich erfüllt ist. Vgl. C. Ramsauer, Ann. d. Phys. 45. S. 1121. 1914.

2) Hrn. Scheifele sei dafür auch an dieser Stelle mein Dank ausgesprochen.

3) P. Lenard u. W. Hausser, Heidelb. Akad. 1913.

4) Worüber Hrn. Scheifele berichten wird.

5) E. Rupp, Ann. d. Phys. 72. S. 81. 1923.

ausgesetzt.<sup>1)</sup> Das Kondensatorfeld betrug 300 Volt/cm. Die Bestrahlungsdauer währte 4 Minuten. Nach der Messung wurde das verwendete Phosphorpulver gewogen. Tab. 3 zeigt die Ergebnisse. Unter Leitfähigkeitsänderung ist dabei der Ordinatenwert über der Sulfidkurve zu verstehen. Die reduzierten Metallgehalte für 1 g Phosphor sind aus den bei der Präparation zugegebenen Metallmengen um den Präparationsverlust und um Druckzerstörung korrigiert.

Tabelle 3.

Phosphor	Red. Metallmenge pro g Phosphor	Gewicht g	In der Schicht vorhandene Metallmenge	Lfā.	Lfā. vorhandene Metallmenge	Verhältnis
CaBi $\alpha$	$1070 \cdot 10^{-5}$ g	0,042	$4,5 \cdot 10^{-7}$ g	341	7,58	1 : 2
SrAg $\beta$	$54 \cdot 10^{-5}$ „	0,048	$2,6 \cdot 10^{-7}$ „	40,4	15,5	
CaCu $\alpha$	$74 \cdot 10^{-5}$ „	0,039	$2,9 \cdot 10^{-7}$ „	44,8	15,4	

Die Tab. 3 zeigt, daß die auf den vorhandenen Metallgehalt reduzierten Leitfähigkeitswerte im Verhältnis ganzer Zahlen stehen soweit die Genauigkeit geht. Daraus ist zu schließen: *Die bei Erregung mit Kathodenstrahlen pro Metallatom entweichenden Elektronen sind bei den verwendeten Phosphoren für Silber und Kupfer dieselben und sie sind für Silber und Kupfer doppelt so groß wie für Wismut.<sup>2)</sup>*

Auch noch auf andere Weise lassen sich obige Verhältniszahlen ermitteln, nämlich aus dem Gang der Leitfähigkeitsänderung mit dem Metallgehalt ein und desselben Phosphors.

#### Abhängigkeit der Leitfähigkeitsänderung vom Metallgehalt.

Mittelst Kondensator  $b$  in der zu Anfang (S.128) beschriebenen Meßanordnung wurden Differenzmessungen mit CaS bzw. SrS und den auf S. 138 aufgezählten Bi-, Cu- und Ag-Phosphoren durchgeführt. Feld 300 Volt/cm. Die dem Metallatom zukommende Leitfähigkeitsänderung ist in Abhängigkeit vom

1) Die geringen Verunreinigungen der benutzten Phosphore kommen kaum in Betracht. Da es sich bei den hauptsächlichsten Messungen um Verhältnisbildungen handelt, fallen sie auch teilweise wieder heraus.

2) Nimmt man für Wismut 4 Elektronen an, so würden für Ag und Cu 8 Elektronen folgen. P. Lenard u. W. Hausser, a. a. O.

Metallgehalt in Fig. 6 u. 7<sup>1)</sup> dargestellt. Die eingetragenen Metallmengen sind bereits reduziert. Zur besseren Deutlichkeit und für spätere Zwecke sind die Messungen mit geringem Metallgehalt jeweils für sich eingetragen.

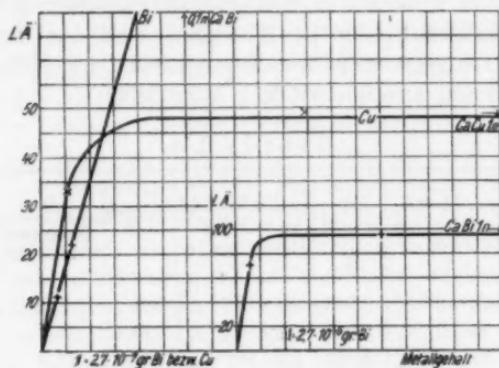
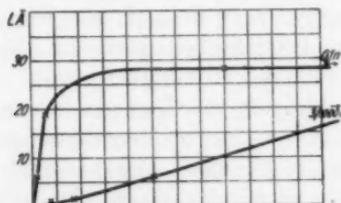


Fig. 6. CaBi und CaCu.



Obere Kurve: Abszisseneinheit =  $2,7 \cdot 10^{-7}$  g Ag } Metall-  
Untere „ : „ =  $1,35 \cdot 10^{-8}$  g Ag } gehalt

Fig. 7. SrAg β.

Man sieht in all diesen Kurven für geringen Metallgehalt ein der Metallmenge proportionales Ansteigen der Leitfähigkeitsänderung, die ziemlich rasch zu einem Grenzwert aufsteigt. — Die Zahl der ausgelösten Sekundärelektronen ist also *für geringe Metallmengen diesem Metallgehalt proportional* und geht in einen Grenzwert über, der bei Silber eher als bei Kupfer und hier wieder eher als bei Wismut erreicht wird. Auch nimmt dieser Grenzwert von Ag über Cu nach Bi zu. Dieses Verhalten steht wohl mit der Zentrenverteilung dieser Phosphore in

1) Die Pfeile rechts an der Figur entsprechen außerhalb der Abbildung liegenden Punkten und geben die Größe der Ausschläge bei dem dazu angegebenen Metallgehalt an.

ursächlichem Zusammenhang. Da sich hier die Leitfähigkeitsänderungen auf den konstanten Teil der Fig. 5 beziehen, also auf Gleichgewicht zwischen entweichenden und rückkehrenden Elektronen, ist für die kurzdauernden Zentren des  $\text{SrAg}\beta$ -Phosphors eine geringere Zahl Sekundärelektronen zu erwarten, wie bei den länger dauernden Zentren des  $\text{CaCu}\alpha$  oder gar des  $\text{CaBi}\alpha$ , was aus den experimentellen Kurven auch zu ersehen ist. — Da im ersten Ansteigen der Kurven Figg. 6 u. 7 die Sekundärelektronenzahl proportional dem Metallgehalt verläuft, müssen für Phosphore verschiedener wirksamer Metalle diese *ersten Anstiege im Verhältnis der pro Metallatom ausgelösten Sekundärelektronen* stehen; also ist damit ein weiterer Weg zur Ermittlung dieser Elektronenzahl gegeben. (S. nächsten Abschnitt.)

Wichtig ist schließlich noch zu wissen, wie sich die *Leitfähigkeit bei weiterer Steigerung des Metallgehalts* verhält. Verglichen wurde zunächst ein  $\text{SrCu}\alpha$ -1n. und ein stark momentanleuchtender  $\text{SrCu}\alpha$  unsicheren Metallgehalts. Das  $\text{SrCu}$ -1n.-Präparat zeigte dabei ungefähr die doppelte Leitfähigkeit wie der  $\text{SrCu}$  mit Momentanleuchten. Momentanzentren scheinen also zur Leitfähigkeit nichts beizutragen.

Setzt man einem  $\text{CaBi}$ -Phosphor *Wismutnitrat* zu ohne nochmaliges Glühen, mischt Phosphor und Nitrat gut durcheinander und mißt die Leitfähigkeit dieses Präparats, so könnte man annehmen, daß zur Leitfähigkeit des Phosphors noch eine dem Wismutnitrat entsprechende Leitfähigkeit auftreten wird, da ja auch die unverwertet im Phosphor liegenden Bi-Atome von Kathodenstrahlen getroffen und zur Abgabe von Sekundärelektronen veranlaßt werden. Dies zu untersuchen, wurde einem  $\text{CaBi}\alpha$  1n. die 1n-Metallmenge als Nitrat — also ohne zu glühen — zugefügt. Eine neu hinzutretende Leitfähigkeit war aber nicht nachzuweisen. — Nach Art des Phosphors gebundene Metallatome sind also einer viel größeren Sekundärstrahlung zugänglich, ein Resultat, das aus anderen Untersuchungen schon länger bekannt war und auf Übertragung der vom ganzen Zentrum aufgenommenen Energie auf das Metallatom schließen läßt.<sup>1)</sup>

Um weiter Aufklärung zu schaffen, wurde dem Phosphor

1) Vgl. P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen, S. 156. Heidelb. Akad. 1918.

die hundertfache Metallmenge seiner Normalität als Wismutnitrat — ohne zu glühen — zugesetzt und seine Leitfähigkeit in Abhängigkeit vom Kondensatorfeld gemessen. Fig. 8 zeigt,

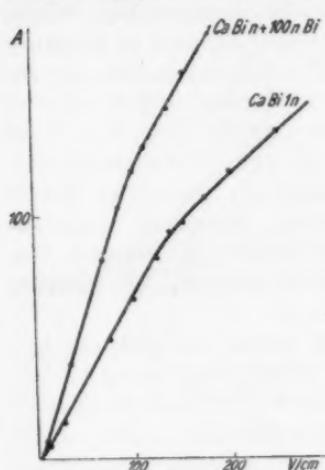


Fig. 8.

daß die so gewonnene Kurve viel steiler als die des  $\text{CaBi } \alpha 1n$ . ansteigt. Für genügend große Felder geht sie wieder in eine Gerade über, jedoch ist diese Gerade nicht der entsprechenden von  $\text{CaBi } \alpha 1n$ . parallel, sondern steiler ansteigend. Die  $\text{CaBi } \alpha 1n$ .-Kurve scheint hier von einer vom Ursprung an geradlinig ansteigenden Kurve nach Art der des reinen  $\text{CaS}$  überlagert. Die hinzugefügte große Wismutmenge zeigt also jetzt eine Vergrößerung der Gesamtleitfähigkeit, jedoch ohne scharfes Umbiegen der Kurve hervorzurufen, also ohne Ausbildung

eines dem Bi-Atom zukommenden Grenzwertes. Die Differenzkurven der Fig. 1 sind also nur durch die phosphoreszenzfähigen Metallatome verursacht, nicht durch irgendwelche frei im Grundmaterial liegende Atome desselben Metalls.

Dieses Ergebnis versichert, daß bei Zustandekommen der Kurven Figg. 6 u. 7, wie auch bei allen vorhergehenden Messungen, nur die phosphoreszenzfähigen Metallatome in Betracht kommen.

#### **Ermittlung der Elektronenzahl pro Metallatom aus der Leitfähigkeitsänderung mit dem Metallgehalt.**

Schlägt man oben angegebenen Weg ein, aus der Steigung der Leitfähigkeit mit kleinem Metallgehalt die dem Metallatom zukommende Sekundärelektronenzahl zu ermitteln, so muß man berücksichtigen, daß man es hierbei nicht mit den entweichenden Elektronen zu tun hat, wie in der bereits durchgeführten Methode der zeitlichen Leitfähigkeitsänderung und auch nicht mit den zurückkehrenden Elektronen, wie in der „absoluten Messung“ der Herren Lenard und Hausser<sup>1)</sup> oder

1) P. Lenard u. W. Hausser, a. a. O.

wie sie auch aus der Leitfähigkeit durch Hitzeaustreiben<sup>1)</sup> möglich wäre, sondern, wie schon hervorgehoben, hat man es hier mit Sekundärelektronen zu tun, die teils von den bei Erregung entweichenden, teils von den bei Abklingung zurückkehrenden Elektronen der Zentren kürzerer Dauer ausgelöst werden. Es tragen also hierfür nicht alle phosphoreszenzfähigen Metallatome des benutzten Präparates zur Leitfähigkeit bei, sondern nur ein bestimmter, nicht näher zu ermittelnder Bruchteil. Da aber die Versuchskurven zeigen, daß die Leitfähigkeit der Gesamtzahl der phosphoreszenzfähigen Metallatome proportional ist, so ist die einfachste Annahme die, daß die Kurvensteigungen der Elektronenzahl pro Metallatom proportional sind. Diese Steigungen sind nun

$$\begin{array}{lll} \text{für Bi} & 3,23 & \} \text{ also } 1:1,78 \\ \text{für Cu} & 5,75 & \} \\ \text{für Ag} & 6,31 & \} 1:1,08 \end{array}$$

woraus folgt: *Die Elektronenzahlen pro Metallatom sind für Silber und Kupfer dieselben, und: Das Verhältnis der Elektronenzahl pro Metallatom von Silber bzw. Kupfer zu Wismut beträgt etwa 1,8.*

Nimmt man für Wismut 4 bzw. 1 an, so würde für Silber und Kupfer 7 bzw. 2 folgen, also eine ähnliche Zahl wie aus der zeitlichen Leitfähigkeitsänderung.

Das auf zwei verschiedenen Wegen gewonnene Ergebnis, gefunden unter der weitgehend geprüften Voraussetzung, daß die Leitfähigkeit durch Sekundärelektronen, die von zurückkehrenden wie entweichenden Elektronen des phosphoreszenzfähigen Metallatoms ausgelöst werden, verursacht wird, läßt sich also zusammenfassen: *Bei Erregung mit Kathodenstrahlen geben das Kupfer- und das Silberatom der  $CaCu\alpha$  und  $SrAg\beta$ -Phosphore gleichviele Elektronen ab und diese Elektronenzahl beträgt das Doppelte der des Wismutatoms in  $CaBi\alpha$ .*

Da die Methode der zeitlichen Leitfähigkeit mit besser definierten Erregungsverhältnissen arbeitet als obige, ist ihr wohl mehr Gewicht beizumessen. Beide Methoden stehen und fallen mit dem zugrunde gelegten Bilde der Leitfähigkeit als Sekundärelektronenwirkung. Doch scheint dieses Bild durch die Gesamtheit der Ergebnisse dieser Untersuchung

1) E. Rupp, Ann. d. Phys. 70. S. 400. 1923.

hinreichend gestützt. Beide Methoden sind in ihrer experimentellen Durchführung nicht mit den Schwierigkeiten der absoluten Messung äußerst geringer Lichtenergien behaftet, wie die von den Herren Lenard und Hausser ausgeführte Ermittlung der Elektronenzahl 4 bei  $\text{CaBi}\alpha$ ; sie liefern allerdings auch nur Relativzahlen der Elektronen. Gemeinsam ist aber allen Methoden die Schwierigkeit der absoluten Ermittlung der außerordentlich geringen, im Phosphorpräparat, und zwar wirksam in den Zentren, vorhandenen Metallmengen, was bisher nicht erlaubt, irgendeine der Methoden zur Präzisionsmessung auszubilden.

Das Ergebnis, daß Cu und Ag dieselbe Elektronenzahl abgeben, mag man mit der Stellung dieser Elemente in der selben Vertikalreihe des periodischen Systems in Zusammenhang bringen. Wichtiger scheint aber ein etwaiger Zusammenhang mit den Phosphorserientypen Hrn. F. Schmidts<sup>1)</sup>, derart, daß den Metallatomen eines bestimmten Serientyps dieselbe Zahl abgebaren Elektronen zukommt.  $\text{CaCu}\alpha$  und  $\text{SrAg}\beta$  gehören beide demselben Typ an, und zwar Art 2 der Schmidtschen Einteilung;  $\text{CaBi}$  hingegen gehört zu Art 1. Verallgemeinert man diese Beziehungen, so liegt der Schluß nahe: *Alle Phosphore der Schmidtschen Serienart 2 geben bei maximaler Erregung doppelt so viele Elektronen pro Metallatom ab als die Phosphore der Art 1.* Über die absoluten Zahlen dieser Elektronen soll keine Aussage versucht werden.

Zum Schluß sei es mir gestattet, Hrn. Geheimrat Lenard für seine wertvolle Beratung auch an dieser Stelle meinen Dank auszusprechen.

Heidelberg, Juni 1923.

---

1) F. Schmidt, Ann. d. Phys. 64, S. 731. 1921.

(Eingegangen 7. August 1923.)

---

men  
er ab-  
aftet,  
führte  
aller-  
nsam  
n Er-  
parat,  
ngen,  
sions-  
enzahl  
der  
ammen-  
nmen-  
erart,  
selbe  
rAg  $\beta$   
der  
Art 1.  
chluß  
geben  
Metall-  
oluten  
erden.  
nard  
neinen

8. *Anisotropie der flüssigen Kristalle  
bezüglich ihrer Dielektrizitätskonstanten und ihrer  
elektrischen Leitfähigkeit;*  
*von W. Kast.*

(Dissertation Halle a. S.)

I. Beschreibung und Einteilung des Versuchsmaterials.

O. Lehmann<sup>1)</sup> bezeichnet als flüssig- (bzw. fließend-) kristallinisch diejenigen hochwertigen organischen Substanzen, die zwischen dem kristallinisch-festen und dem normalen amorph-flüssigen Zustande in einem für jede einzelne Substanz charakteristischen Temperaturintervall eine eigenartige Phase zeigen. Diese erscheint dem bloßen Auge als eine trübe Schmelze, ist doppelbrechend und weist eine überraschende Analogie zu den gewöhnlichen einachsigen Kristallen auf. Oft ist diese Phase auch dem bloßen Auge gar nicht als absonderlich erkennbar. Doch beweisen dann Beobachtungen in konvergentem polarisiertem Licht die Pseudoisotropie, da dann genau wie bei einem senkrecht zur optischen Achse geschnittenen einachsigen Kristall das Achsenkreuz mit den Ringen auftritt.

Nach Bose<sup>2)</sup> hat man sich diese kristallinischen Flüssigkeiten so vorzustellen, daß die ihnen nach Vorländer eigen-tümlichen langgestreckten Moleküle sich nicht in vollkommener Unordnung durcheinander bewegen, sondern eine Tendenz haben, sich parallel zu legen. Meist aber ist die Kraft der Wärmebewegung stark genug, eine völlige Ordnung zu verhindern, und es bilden sich nur Schwärme von etwa 0,01 mm Größenordnung aus, durch deren unregelmäßige Lage die Trübung des Lichtes verursacht wird.

1) O. Lehmann, Flüssige Kristalle. Leipzig 1904 und Ann. d. Phys. 2. S. 676. 1900.

2) P. Bose, Phys. Zeitschr. 8. S. 513. 1907; 9. S. 708. 1908; 10. S. 230. 1909; 12. S. 60. 1911.

1. Die Substanzen, bei denen die Wärmebewegung nur die Bildung solcher einzelnen Schwärme zuläßt, möchte ich in der ersten Gruppe zusammenfassen. Deren Charakteristikum wäre also die Unordnung der Schwarmachsen, d. h. der mittleren Moleküllängsachse der einzelnen Schwärme, oder das Fehlen einer spontanen Pseudoisotropie.

Von den untersuchten Substanzen fallen in diese Gruppe das Azoxyanisol, Azoxyphenetol und Anisaldazin.

2. Als zweite Gruppe möchte ich dann die Substanzen bezeichnen, die einer spontanen Pseudoisotropie fähig sind. Bei diesen richten sich in dünnen Schichten unter der Wirkung der Flächen, zwischen denen die Schmelze sich befindet, alle Schwarmachsen parallel und zwar senkrecht zu diesen Flächen. Beim Durchblicken in dieser Richtung verhält sich die Phase wie ein senkrecht zur optischen Achse geschnittener einachsiger Kristall.

Hierhin gehören der Äthoxybenzalamino- $\alpha$ -methylzimtsäureäthylester und der Phenylbenzalamino- $\alpha$ -äthylzimtsäurepropylester.

Man kann jedoch auch bei den Substanzen der ersten Gruppe selbst in dickeren Schichten die Bildung eines makroskopischen Schwarmes erreichen. Bringt man nämlich eine solche Schmelze in ein magnetisches Feld von einigen tausend Gauss Foldstärke, so bemerkt man beim Durchblicken in der Kraftlinienrichtung ein Verschwinden der Trübung.<sup>1)</sup> Diese Aufhellung kommt dadurch zustande, daß die Moleküle sich mit ihren Längsachsen in die Richtung der magnetischen Kraftlinien stellen. Eine so magnetisch gerichtete Schicht verhält sich optisch ebenfalls wie ein senkrecht zur optischen Achse geschnittener einachsiger Kristall.<sup>2)</sup>

Nach Beobachtungen von Mauguin<sup>2)</sup>, der am Azoxyanisol und Azoxyphenetol unter ganz besonderen Vorsichtsmaßregeln in ganz dünnen Schichten ebenfalls eine spontane Pseudoisotropie fand, und nach Beobachtungen von Vieth<sup>3)</sup>, die am Äthoxybenzalamino- $\alpha$ -methylzimtsäureäthylester bei noch körnig wachsender Phase unter der Wirkung eines magnetischen Feldes

1) P. Bose, a. a. O.

2) H. v. Wartenberg, Phys. Zeitschr. 12, S. 837. 1911 u. Mauguin, Compt. rend. 152, S. 1680. 1911.

3) G. Vieth, Diss. Halle, 1910.

eine völlige Klärung ergaben, könnte man dazu neigen, den Unterschied zwischen beiden Gruppen nur für einen quantitativen zu halten. Ich muß jedoch die Unterscheidung durchführen, da sich bezüglich der Dielektrizitätskonstanten ein eindeutiger qualitativer Unterschied zwischen beiden Gruppen ergab. Die Gründe für die größere Stabilität der pseudoisotropen Phasen bei den Substanzen der zweiten Gruppe dürften also tiefer liegen; Bose nimmt eine bestimmte Massenverteilung innerhalb der langgestreckten Moleküle an.

3. Auf Grund des magnetischen Verhaltens muß man noch eine dritte Gruppe der flüssig-kristallinischen Substanzen unterscheiden. Es gibt nämlich auch Schmelzen, die auf ein magnetisches Feld überhaupt nicht reagieren, so das Cholesterylbenzoat, der Anisalaminozimtsäureäthylester und der Azoxybenzoësäureäthylester. Diese Verbindungen bezeichnet Lehmann als fließend-kristallinisch. Ihre trüben Schmelzen zeichnen sich durch besondere Zähigkeit aus und enthalten noch Kristallindividuen mit Resten einer polyedrischen Struktur.

## II. Die dielektrischen Messungen.

Aus der Doppelbrechung der trüben Schmelzen schließt schon Lehmann<sup>1)</sup> auf eine Anisotropie bezüglich ihrer Dielektrizitätskonstanten. Dem Nachweis dieser weiteren Analogie zu den gewöhnlichen einachsigen Kristallen galt der erste und zugleich der Hauptteil dieser Arbeit.

Die *Versuchsanordnung* mußte gestatten, unter Benutzung der magnetischen Anisotropie der Substanzen eine Änderung der Dielektrizitätskonstanten gegenüber dem ungeordneten Zustande nachzuweisen. Zum mindesten bei den Substanzen der ersten Gruppe war auf Grund der oben entwickelten Anschauungen eine meßbare Änderung zu erwarten. Daher wurde in die von Herweg<sup>2)</sup> angegebene Anordnung zur Messung sehr kleiner Kapazitätsänderungen mittels ungedämpfter Schwingungen ein Meßkondensator mit der flüssig-kristallinischen Substanz als Dielektrikum eingeschaltet (Fig. 1), der geheizt und in ein magnetisches Feld gebracht werden konnte. Er bestand aus zwei Messingplatten, wie sie Fig. 2 zeigt. Eine U-förmige Glimmerplatte bildete die seitliche

1) O. Lehmann, a. a. O.

2) J. Herweg, Verhandlungen d. D. Phys. Ges. 17/18. S. 572. 1919.

Gefäßwandung und war gegen die Platten mit zwei entsprechend zugeschnittenen Zinnfolien abgedichtet. Mittels der Lappen (*a-a*) wurde der Kondensator zur Isolation in Glasschienen

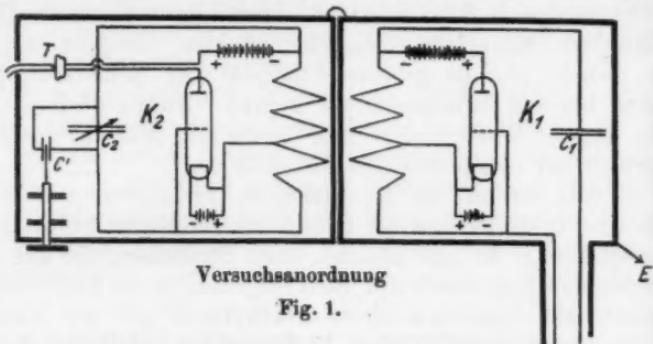


Fig. 1.

geführt, die im Boden eines als Ofen dienenden Kupferblechgefäßes befestigt waren. Auf diesem war mit Glimmer isoliert eine Heizspirale aus Nickeldraht bifilar aufgewickelt und nach außen mit Asbest umkleidet. Die Temperaturbestimmung erfolgte mittels Thermoelement und Galvanometer. Zur Erzeugung des magnetischen Feldes wurde ein Halbringmagnet nach Dubois benutzt. Seine Feldstärke wurde in Abhängigkeit von der Magnetisierungsstromstärke einmal mittels der In-

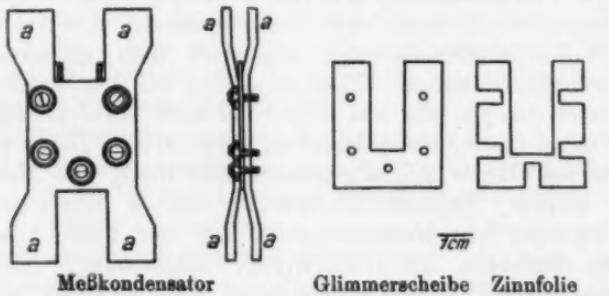


Fig. 2.

duktionsmethode nach Verdet, zum anderen mittels der Steighöhenmethode nach Quincke bestimmt. Der Magnet war in hinreichender Entfernung von den Schwingungskästen

aufgestellt, sodaß eine Störung der Schwingungen infolge etwaiger Beeinflussungen der Glühkathodenröhren nicht auftrat. Die Leitungen zum Meßkondensator wurden durch ein geerdetes Bleirohr elektrisch geschützt. Weiter waren das Kupferblechgefäß, das den Kondensator aufnahm, und die Kondensatorplatte, an die das Thermoelement angepreßt wurde, geerdet. Die magnetischen Kraftlinien verliefen senkrecht zu den Kondensatorplatten.

Außer diesem Meßkondensator  $C_m$  enthielt der Schwingungskreis  $K_1$  noch einen zweiten Kondensator  $C_1$ , der mit  $C_m$  in Serie geschaltet und von derselben Größenordnung war. Er diente nur zur Herabsetzung der Dämpfung. Diese wäre nämlich sonst wegen der Leitfähigkeit des flüssig-kristallinischen Dielektrikums so groß geworden, daß keine Schwingungen mehr zustande gekommen wären.

Der Kreis  $K_2$  enthielt einen Drehkondensator  $C_2$ , um auf  $K_1$  abstimmen zu können, und außerdem einen feinverstellbaren Kondensator  $C'$ , der  $C_2$  parallel lag und dazu diente, die in  $C_m$  auftretende Kapazitätsänderung auszugleichen.  $C'$  bestand aus zwei Messingplatten von etwa 2 qem Größe, zwischen die mittels einer Schlittenverschiebung ein Glimmerblättchen eingeschoben werden konnte. Die Trommelteilung gestattete eine Ablesung auf  $10^{-2}$  mm. Die Eichung von  $C'$  in Schwebungen bei anfänglich schwebungsfreier Resonanz der beiden Kreise ergab eine so tadellos lineare Abhängigkeit der Kapazität von der Verschiebung des Glimmerblättchens, daß diese Verschiebung als Maß für die auftretende Kapazitätsänderung benutzt werden konnte.

Die Selbstinduktionen beider Kreise waren konstant. Daher folgt aus der Thomsonschen Formel die Beziehung

$$\frac{\Delta n}{n} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta C}{C},$$

wenn man mit  $n$  die Frequenz der Schwingungen, mit  $C$  die Kapazität des Schwingungskreises bezeichnet. Da aber außer dem vorgeschalteten Kondensator  $C_1$  auch noch der Teil von  $C_m$ , der das Glimmer- $U$  als Dielektrikum hat, konstante Kapazität behält, und da es unmöglich ist, genau anzugeben, wie groß die Kapazität dieses unveränderlichen Teiles von  $C_m$  im Vergleich zur gesamten Kapazität  $C_m$  ist, so kann die Änderung der Dielektrizitätskonstanten in  $C_m$ , die einer bestimmten Ver-

stellung von  $C'$  entspricht, nur der Größenordnung nach angegeben werden. Die Kapazitätsänderung  $\Delta C/C$  und die zugehörige Dielektrizitätskonstantenänderung  $\Delta \epsilon/\epsilon$  verhalten sich ungefähr wie 10:1. Die untersuchten Substanzen haben im flüssig-kristallinischen Zustande sehr wenig verschiedene Dielektrizitätskonstanten. Daher entspricht bei allen Messungen der Verschiebung des Glimmerblättchens in  $C'$  um 1 mm fast die gleiche Änderung der Dielektrizitätskonstanten, nämlich etwa  $5 \cdot 10^{-3}$  ( $\Delta n = 500$ ,  $\lambda = 200 \text{ m}$ ,  $\epsilon \sim 2$ ).

Die Ausführung der Messungen geschah in der Weise, daß die zu untersuchende Substanz in pulverförmigem Zustande in den oben ausgefrästen Rand des Meßkondensators eingefüllt wurde, nachdem dessen Temperatur deren Klärpunkt überschritten hatte. Sie schmolz dann momentan und erfüllte den ganzen Raum zwischen den Platten gleichmäßig. Darauf wurde die Temperatur allmählich erniedrigt und dabei der Differenzton beider Schwingungskreise mit und ohne Feld verglichen. Da die Umwandlungspunkte bekannt sind, kann man aus den abgelesenen Temperaturen erkennen, wann man sich im flüssig-kristallinischen Gebiet befindet. Man merkt es aber auch an einer plötzlichen Änderung der Dielektrizitätskonstanten. In Übereinstimmung mit früheren Beobachtungen<sup>1)</sup> konnte ich nämlich aus der Änderung des Differenztones ersehen, daß die Dielektrizitätskonstante ganz allgemein in den einzelnen Phasen gut konstant ist, daß der Wert im isotrop-flüssigen Gebiet aber um 5—8 Proz. kleiner ist als der im kristallinisch-flüssigen Gebiet, und daß diese Änderung am Klärpunkt sich mit großer aber beobachtbarer Schnelligkeit vollzieht. Beim Festwerden der Substanz fällt dann die Dielektrizitätskonstante wieder sehr stark, in der Regel bis auf etwa die Hälfte ihres vorherigen Betrages. Die in die Kurven mit eingezeichneten Umwandlungspunkte sind so gehört worden und ergeben von den in der Literatur angegebenen Werten nur Abweichungen nach unten, die als Unterkühlungserscheinungen oder in einigen Fällen auch als Folgen geringer Verunreinigungen zwanglos erklärt werden können.

Die Versuche ergaben eine deutliche Anisotropie der flüssig-kristallinischen Schichten bezüglich ihrer Dielektrizitätskonstanten.

1) B. Specht, Diss. Halle 1908; F. Weise, Diss. Halle 1914; C. Sultze, Diss. Halle 1908.

Im amorph-flüssigen und im kristallinisch-festen Gebiet zeigte sich nirgends auch nur die geringste Wirkung des Magnetfeldes. Die im anisotrop-flüssigen Gebiete beobachteten Änderungen beim Erregen des magnetischen Feldes können also nur eine Folge der magnetischen Orientierung der Schwärme sein. Die Wirkung war bei den beiden ersten Gruppen eine vollständig verschiedene. Daher sollen beide getrennt betrachtet werden.

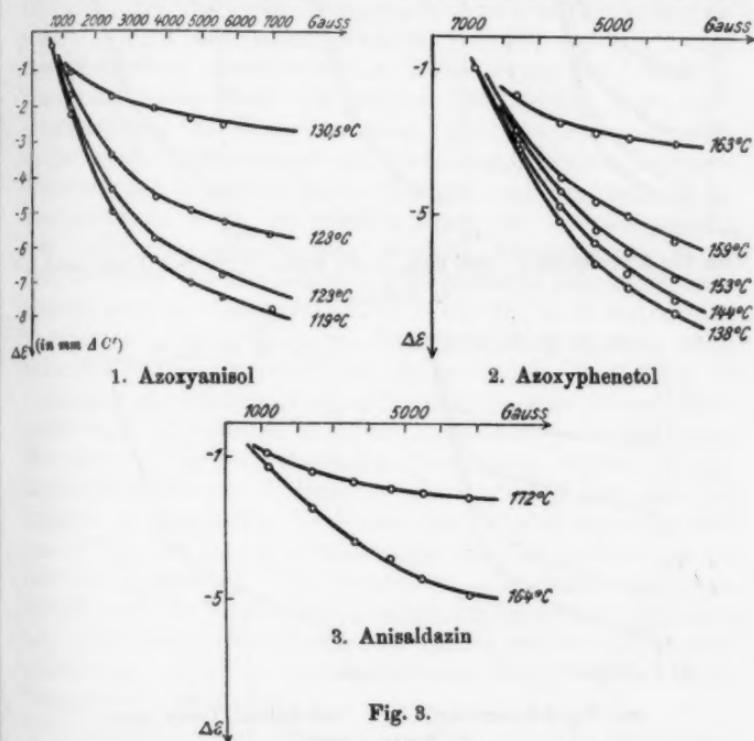
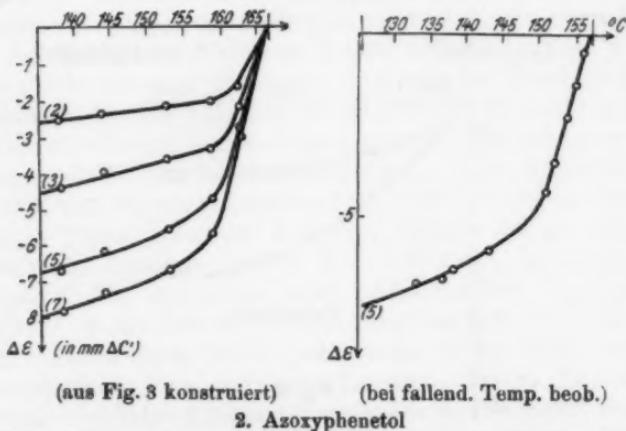
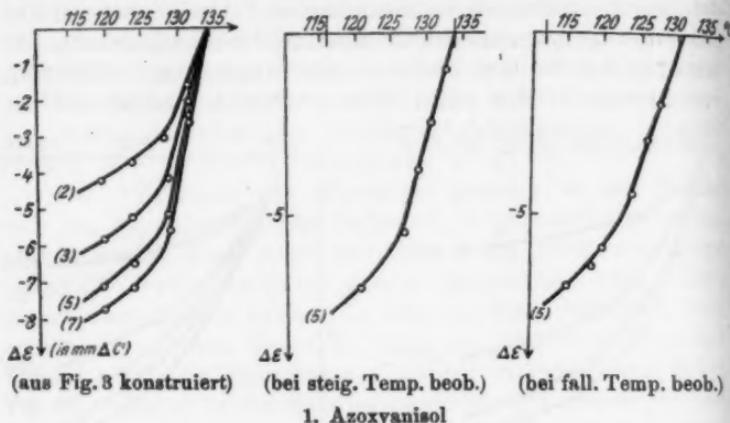


Fig. 3.

a) Bei der ersten Gruppe der trüben Schmelzen (vgl. Einleitung) ruft das Anlegen des magnetischen Feldes eine deutliche Tonänderung im Sinne einer *Verkleinerung der Kapazität* hervor, die sofort nach dem Ausschalten des Feldes völlig wieder verschwindet. Das bedeutet also, daß mit der magnetischen Orientierung der anisotropen Schmelzen in der Richtung der Feldlinien eine Verkleinerung ihrer Dielektrizitätskonstanten verbunden ist. Die Kurven der Fig. 3 zeigen

diese Verkleinerung bei verschiedenen Temperaturen in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke. Die Kurven links in Fig. 4 sind aus diesen graphisch gewonnen und geben



(Die eingeklammerten Zahlen geben die magnetische Feldgröße in 1000 Gauß an.)

Fig. 4.

nun bei verschiedenen Feldstärken die Abhängigkeit der Verkleinerung von der Temperatur wieder. Zur Kontrolle sind die Kurven rechts in Fig. 4 bei konstanter Feldstärke durch das ganze anisotropische Gebiet hindurch gemessen. Nimmt man an, daß die Moleküle in der Richtung ihrer Längsachse

(mit der sie sich in die Richtung der magnetischen Feldlinien stellen) ihre kleinste Dielektrizitätskonstante haben, so zeigt Fig. 3, wie die Moleküle sich mit wachsender Feldstärke mehr und mehr ordnen. Bei 7000 Gauss ist die Ordnung schon nahezu vollständig. Fig. 4 zeigt dann, wie die Kraft der Wärmebewegung, die ja hier schon von vornherein ein völliges Parallelstellen der Moleküle verhindert, auch dieser magnetischen Ordnung mit steigender Temperatur immer stärker entgegenwirkt. Auch das augenblickliche Verschwinden der durch das Magnetfeld hervorgerufenen Verkleinerung der Dielektrizitätskonstanten beim Ausschalten des Feldes zeigt diese Gegenwirkung der Wärmebewegung. Doch der außerordentlich steile Abfall der Kurven innerhalb der obersten  $5^{\circ}$  des anisotropen Gebietes und die eigentümliche Tatsache, daß man bei höheren Temperaturen nicht die erhöhte Kraft der Wärmebewegung mit stärkeren magnetischen Feldern kompensieren kann, daß vielmehr die bei höheren Temperaturen aufgenommenen Kurven der Fig. 3 schon bei kleineren Werten der Dielektrizitätskonstantenverkleinerungen umbiegen und einen beinahe deutlicheren Sättigungszustand der magnetischen Einstellung in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke zeigen, kann wohl nicht ausreichend aus dem Anwachsen der molekularen Wärmebewegung mit steigender Temperatur erklärt werden. Beobachtungen von Lehmann weisen darauf hin, daß bei höheren Temperaturen Rotationen und Wirbel auftreten und ganze Teile der kristallinisch-flüssigen Schicht sich der magnetischen Einstellung völlig entziehen. Beobachtungen von Svedberg<sup>1)</sup> über die Leitfähigkeitsänderung solcher Schmelzen bei magnetischer Orientierung, auf die im zweiten Teil zurückzukommen sein wird, ergeben übrigens dieselbe eigentümliche Temperaturabhängigkeit.

Jedenfalls ergibt die obige Annahme über eine Anisotropie der Moleküle bezüglich ihrer Dielektrizitätskonstanten eine vollausreichende Erklärung der beobachteten Erscheinungen. Nach den einleitend entwickelten Anschauungen bedeutet diese Annahme aber, daß die Längsachse der Moleküle, d. h. ihre optische Achse, die Richtung ihrer kleinsten Dielektrizitätskonstanten ist.

1) The Svedberg, Ann. d. Phys. 44. S. 1121. 1914.

Die dicht oberhalb des Schmelzpunktes der Substanzen bei einer magnetischen Feldstärke von 7500 Gauss beobachteten Dielektrizitätskonstantenänderungen dürften wohl nach dem Kurvenlauf den größtmöglichen Änderungen nahezu gleichkommen. Sie betragen hier bei einer kristallinisch-flüssigen Schicht von etwa 2 qcm Fläche etwa  $4 \cdot 10^{-2}$ .

b) Ganz im Gegensatz zu diesen Beobachtungen tritt bei den spontan-pseudoisotropen Substanzen der zweiten Gruppe in der Richtung der magnetischen Kraftlinien eine Vergrößerung der Dielektrizitätskonstanten auf. Außerdem sind die hier durch das Magnetfeld hervorgerufenen Änderungen absolut gerechnet 10—20mal kleiner als die bei der ersten Gruppe beobachteten. Ihre größten Werte betragen hier unter denselben Verhältnissen wie oben nur etwa  $2 \cdot 10^{-3}$ . Die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstantenänderung von der magne-

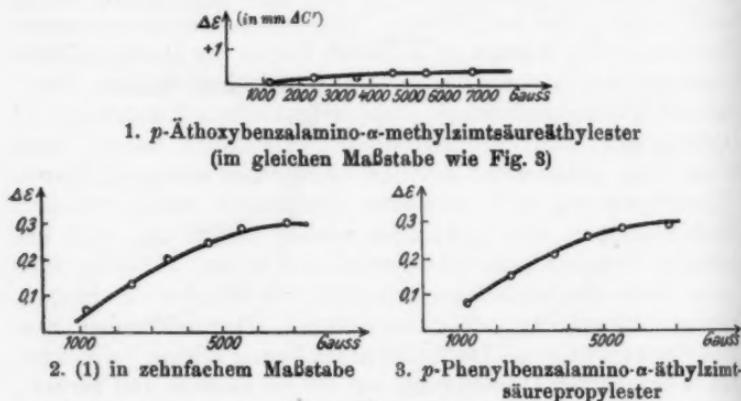


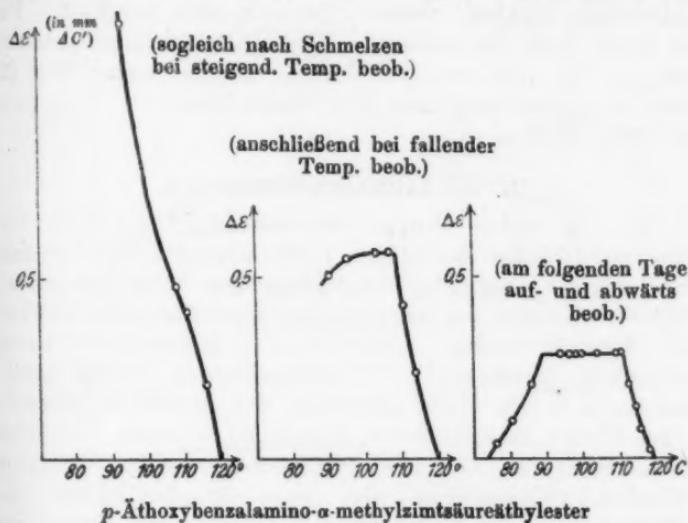
Fig. 5.

tischen Feldstärke (Fig. 5) gleicht der der Fig. 3 auch größtordnungsmäßig, wenn man dort die Ordinatenachse etwa durch den Punkt 5000 Gauß der Abszissenachse legen würde. Das bedeutet aber, daß die spontan-pseudoisotropen Schmelzen selbständig eine solche Einstellung ihrer Moleküle aufweisen, wie sie bei den Schmelzen der ersten Gruppe erst durch Anlegen eines magnetischen Feldes von etwa 5000 Gauß Feldstärke herbeigeführt werden, oder daß das Magnetfeld hier die Stellung der Moleküle nur noch etwas korrigieren kann.

Zur Erklärung der Beobachtungen braucht man dann nur

anzunehmen, daß die Moleküle in der Richtung, die sie den magnetischen Kraftlinien parallel stellen, die größte Dielektrizitätskonstante haben. Das bedeutet hier aber ein Maximum der Dielektrizitätskonstanten der Moleküle in der Richtung ihrer Längsachse.

Übereinstimmend damit, daß der pseudoisotrope Zustand hier stabil ist und nicht durch die Kraft der Wärmebewegung zerstört werden kann, zeigt auch die vom magnetischen Feld hervorgerufene und an der Vergrößerung der Dielektrizitätskonstanten erkennbare Nachrichtung der Moleküle keine Abhängigkeit von der Temperatur. Sogleich nach dem ersten



*p*-Äthoxybenzalaminom- $\alpha$ -methylzimtsäureäthylester

Fig. 6.

Schmelzen (Fig. 6) zeigte sich allerdings ein starkes Abnehmen des Effektes mit steigender Temperatur. Es handelte sich aber offenbar um sekundäre Erscheinungen, da bei wieder erniedrigter Temperatur die ursprünglichen Werte nicht annähernd wieder erreicht wurden, sondern vielmehr ein weiteres Fallen des Effektes beobachtet wurde. Erst wenn der flüssigkristallinische Zustand einige Stunden aufrechterhalten war, ergaben sich reproduzierbare Werte, die die völlige Unabhängigkeit der Dielektrizitätskonstantenvergrößerung von der Temperatur innerhalb des ganzen anisotropen Gebietes beweisen.

Die Messungen am Äthoxybenzalamino- $\alpha$ -methylzimtsäureäthylester beziehen sich alle nur auf dessen erste anisotrope Phase. In Übereinstimmung mit früheren Beobachtungen<sup>1)</sup> stellte sich bei der allmählichen Abkühlung, die meine Anordnung und Meßweise allein zuließ, die optisch beobachtete zweite Phase nicht ein.

c) Bei den trüben Schmelzen der *dritten Gruppe*, den sog. fließenden Kristallen, war in derselben Anordnung eine Dielektrizitätskonstantenänderung beim Anlegen eines beliebig starken magnetischen Feldes nirgends zu beobachten. Die optischen Beobachtungen, die das Fehlen einer magnetischen Anisotropie ergaben, werden dadurch also bestätigt. Für die Frage nach der Anisotropie der Dielektrizitätskonstanten bedeutet das aber nur, daß der hier eingeschlagene Weg für diese Substanzen nicht zum Ziele führen kann. Die Frage muß also offen bleiben.

### III. Die Leitfähigkeitsmessungen.

Bei der ersten Gruppe der flüssig-kristallinischen Verbindungen fiel bei den obigen Untersuchungen eine deutliche Zunahme der Dämpfung der elektrischen Schwingungen als Begleiterscheinung der magnetischen Einstellung der Moleküle auf. Deshalb wurden — zunächst ohne Kenntnis der Svedbergschen Messungen<sup>2)</sup> — kontrollierende Leitfähigkeitsmessungen in der Weise angestellt, daß der Meßkondensator in im übrigen unveränderter Anordnung in einen Stromkreis geschaltet wurde, der einen Akkumulator und ein d'Arsonval'sches Galvanometer von einer Empfindlichkeit von  $2,20 \cdot 10^{-8}$  Amp. pro Millimeter (bei Ablesung mit Spiegel und Skala in einer Entfernung von etwa 2 m) enthielt. Wegen der trotz der einfachen Anordnung recht guten Bestätigung der Svedbergschen Ergebnisse seien diese Messungen kurz erwähnt.

Die Verwendung von Gleichstrom wurde dadurch möglich, daß es gelang, während der Kondensator unter Spannung stand, die Temperatursteigerung so zu regeln, daß die Steigerung der Leitfähigkeit durch die wachsende Temperatur und ihre Verminderung durch die wachsende Polarisation sich kompensierten. In diesen Gleichgewichtszuständen wurde dann

1) C. Sultze, a. a. O.

2) The Svedberg, a. a. O.

bei verschiedenen magnetischen Feldstärken gemessen und der Quotient der Leitfähigkeiten im ungeordneten Zustande ( $\sigma$ ) und im magnetisch-geordneten Zustande in der Richtung des Feldes ( $\sigma'$ ) berechnet.

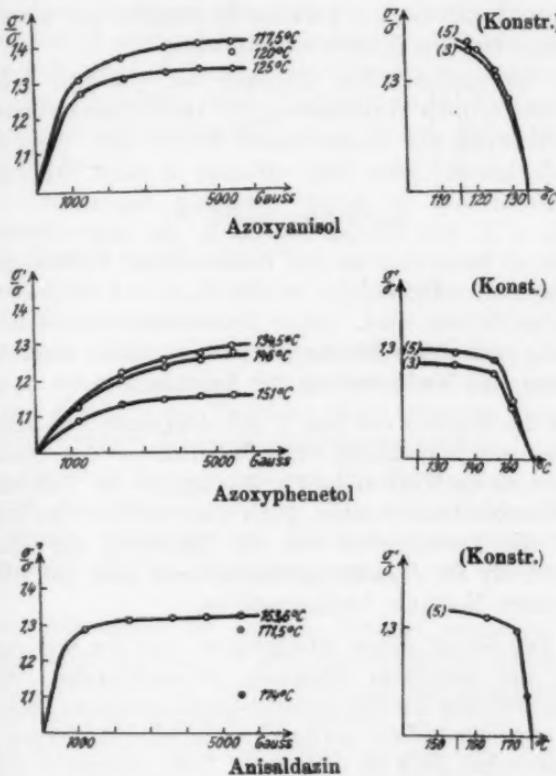


Fig. 7.

a) Beim Azoxyanisol, Azoxyphenetol und Anisaldazin ist der Quotient  $\sigma'/\sigma$  im ganzen anisotropen Gebiet deutlich größer als 1 (Fig. 7) und hängt von der magnetischen Feldstärke und der Temperatur in ganz ähnlicher Weise ab wie die beobachtete Dielektrizitätskonstantenverkleinerung. Wo die Kurven aus meinen Messungen nicht mit Sicherheit festlagen, wurden sie nach Svedbergs Beobachtungen ergänzt, und es

wurde jedenfalls gezeigt, daß die gemessenen Punkte sich den Svedbergschen Kurven tadellos einreihen lassen. Auf quantitative Übereinstimmung können meine Messungen natürlich keinen Anspruch erheben. Die Temperaturabhängigkeit des Quotienten  $\sigma'/\sigma$  ist meist nur aus den Kurven konstanter Temperatur umkonstruiert. Direkte Messungen an Azoxyanisol bestätigen aber den Kurvenverlauf völlig.

Bei der magnetischen Ordnung der Moleküle geht also ganz parallel mit der Verkleinerung der Dielektrizitätskonstanten in der Richtung des magnetischen Feldes eine Vergrößerung der Leitfähigkeit. Diese liegt offenbar in einer Erhöhung der Ionenbeweglichkeit in dieser Richtung begründet. Denkt man sich z. B. ein Bündel Nadeln in ein magnetisches Feld gebracht, so kann man in der Richtung der Feldlinien leicht hindurchsehen, während das in der Richtung senkrecht dazu kaum möglich sein wird. Ganz übereinstimmend damit fand Svedberg auch in der Richtung senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien eine Verkleinerung der Leitfähigkeit.

Daß die Kurven der Fig. 7 viel deutlicher und schon bei etwas kleineren Feldstärken einen Maximalwert des Quotienten  $\sigma'/\sigma$  zeigen als die Kurven der Fig. 3 bezüglich der Verkleinerung der Dielektrizitätskonstanten, kann man vielleicht so erklären, daß für die Leitfähigkeit nur die Richtung der einzelnen Schwärme, für die Dielektrizitätskonstante aber die Richtung der einzelnen Moleküle bestimmend ist.

b) Auf Grund dieser Erwägungen und der nur noch die Stellung des einzelnen Moleküls nachrichtenden Wirkung eines Magnetfeldes bei den spontan-pseudoisotropen Schmelzen ist dort nur eine äußerst geringe Leitfähigkeitsänderung durch ein magnetisches Feld zu erwarten. Dem entspricht das Versuchsergebnis insoweit, als eine Leitfähigkeitsänderung nicht mit Sicherheit zu konstatieren war. Sie scheint innerhalb der Fehler der angewendeten Methode und Empfindlichkeit zu liegen.

c) Die sog. fließenden Kristalle zeigen natürlich auch bezüglich ihrer Leitfähigkeit nicht die geringste Einwirkung des magnetischen Feldes.

Bezüglich der auch von mir mit aller Sicherheit beobachteten Tatsache, daß die Leitfähigkeit beim Übergang vom

amorph-flüssigen zum kristallinisch-flüssigen Zustande sprunghaft abnimmt<sup>1)</sup>), möchte ich noch einmal erwähnen, daß der Sprung der Dielektrizitätskonstanten in entgegengesetzter Richtung an derselben Stelle bei meinen Beobachtungen mit aller Regelmäßigkeit, Deutlichkeit und Schärfe an einer ganz rapiden Änderung des Differenztones direkt erkennbar war. Vielleicht ergibt sich daraus doch die Möglichkeit, diesen Sprung aus einer Änderung des Dissoziationsgrades zu erklären, da Fluiditäts- und Viskositätsbeobachtungen<sup>2)</sup> eine Änderung der Ionenbeweglichkeit in diesem Sinne unmöglich erscheinen lassen.

#### IV. Zusammenfassung.

Die flüssig-kristallinischen Substanzen zeigen im anisotrop-flüssigen Gebiet eine deutliche Anisotropie bezüglich ihrer Dielektrizitätskonstanten.

Es lassen sich zwei Gruppen unterscheiden, die darin prinzipiell verschieden sind, daß in dem einen Falle die Längsachse der Moleküle die Richtung ihrer kleinsten, im anderen Falle ihrer größten Dielektrizitätskonstanten ist.

In die erste Gruppe gehören die Substanzen, bei denen die Kraft der Wärmebewegung einer einheitlichen Richtung der Moleküle weitgehendsten Widerstand entgegengesetzt und nur eine Bildung von Schwärmen von 0,01 mm Größenordnung zuläßt.

Die Substanzen der zweiten Gruppe erscheinen in der Richtung senkrecht zu den begrenzenden Flächen pseudoisotrop, d. h. hier richten sich unter Wirkung der Oberflächen alle Moleküle nahezu senkrecht zu diesen.

Bei den Substanzen der ersten Gruppe zeigt sich in der Richtung des Feldes eine deutliche Vergrößerung der Leitfähigkeit als Folge der durch die Parallelrichtung der Moleküle in dieser Richtung vergrößerten Ionenbeweglichkeit.

In der zweiten Gruppe lag eine solche — wie zu erwarten war — innerhalb der Fehlertgrenzen.

Bei den fließenden Kristallen blieben diese Untersuchungen wegen des Fehlens der magnetischen Anisotropie ergebnislos.

1) The Svedberg, Ann. d. Phys. 49, S. 437. 1916.

2) The Svedberg, a. a. O. u. Eichwaldt, Diss. Marburg 1904.

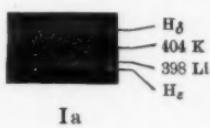
Die vorliegenden Untersuchungen wurden im Winter 1921/22 und im Sommer 1922 im physikalischen Institut der Universität Halle angestellt. Hrn. Prof. Dr. Herweg bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und sein stetes förderndes Interesse zu größtem Danke verpflichtet, desgleichen Hrn. Geheimrat Mie für die freundliche Überlassung der Apparate des physikalischen Instituts und Hrn. Geheimrat Vorländer für sein liebenswürdiges Entgegenkommen bei der Beschaffung des Versuchsmaterials.

(Eingegangen 19. Juni 1923.)

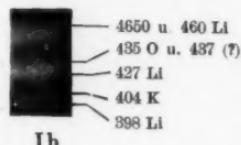
21/22  
rsität  
e An-  
eresse  
t Mie-  
ischen  
ebens-  
suchs-

Umladeleuchten.

Ablenk. Spannung 1000 Volt

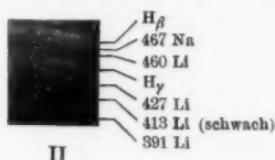


Ablenk. Spannung 1000—3000 Volt

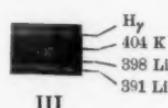


Abklingleuchten.

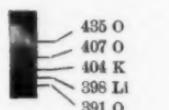
Ablenk. Spannung 500 Volt



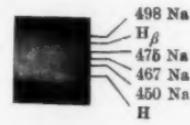
Ablenk. Spannung 1000 Volt



Ablenk. Spannung 8000 Volt



Ablenk. Spannung 1000 Volt



E. Rupp.